

Pulsformanalyse
zur Elektron-Photon Trennung
in einer Vieldrahtproportionalkammer

Diplomarbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Diplom-Physiker

vorgelegt von
Andreas Groos

Universität-Gesamthochschule Siegen
Fachbereich Physik
September
1994

8 Umrechnung auf tatsächliche Raten	50
8.1 Prinzip der Umrechnung	50
8.2 Systematischer Fehler	53
8.3 Statistische Fehler	54
9 Messungen am LEP unter verschiedenen Strahlbedingungen	56
9.1 "Adjusting beams"	56
9.2 "Stable beams"	62
9.3 Kurzzeitig erhöhter Untergrund	67
9.4 Erhöhter Photonenuntergrund mit anschließendem "Beam dump" .	72
9.5 "Background MD"	76
10 Zusammenfassung und Ausblick	80
A Elektronik	82
B Software	87
Abbildungsverzeichnis	89
Tabellenverzeichnis	90
Literaturverzeichnis	91
Danksagung	92
Erklärung	93

Kapitel 1

Einleitung

Seit jeher ist das Streben nach Wissen und Erkenntnis eine charakteristische Eigenschaft des Menschen. Ein Gegenstand der menschlichen Interessen war und ist das Verständnis der eigenen Umwelt.

Damit stellt sich auch die Frage nach den Bausteinen der Materie. Die ersten überlieferten Ansätze, Antworten darauf zu finden, stammen von griechischen Philosophen. Da ihnen keinerlei Hilfsmittel zur Verfügung standen, versuchten sie, allein durch Nachdenken dem Kern des Problems näherzukommen.

Heute wird die Forschung, die umso mehr Fragen aufwirft, je tiefer der Mensch Einblick nimmt, mit Hilfe modernster technischer Hilfsmittel betrieben.

Eines davon ist der Large-Electron-Positron Speicherring (LEP), der seit 1989 am Europäischen Kernforschungszentrum (CERN) in Genf im Betrieb ist. Dort werden an vier Wechselwirkungspunkten die entgegengesetzt umlaufenden Elektronen und Positronen bei einer Schwerpunktsenergie von bis zu 100GeV zur Kollision gebracht, mit dem Ziel, neue, schwerere Teilchen zu erzeugen. An den Wechselwirkungspunkten sammeln große Detektoren, die aus vielen für spezielle Aufgaben konzipierten Subdetektoren bestehen, Informationen über die Ereignisse. Eines dieser Experimente ist der ALEPH-Detektor.

Im Rahmen dieses Experimentes ist der SAMBA-Detektor (Small Angle Monitor for Background) für die Erfassung der Strahluntergrundrate entwickelt worden. Als Vieldrahtproportionalkammer mit Kathodenpadauslese ist SAMBA in der Lage, hohe Teilchenraten mit einer ausreichenden Ortsauflösung zu registrieren. Da inzwischen die Anforderungen an die Kenntnis des Strahluntergrundes gewachsen sind, wurden Anstrengungen unternommen, mit dem SAMBA-Detektor verschiedene Anteile des Strahluntergrundes voneinander zu trennen. Dazu werden Signale, die auf einem der Hochspannungsdrähte registriert werden, digitalisiert, und mit Hilfe einer Analysesoftware identifiziert. Die aktuellen Raten für die verschiedenen Teilchen stehen, eingebunden in die ALEPH-Online-Software, jederzeit zur Verfügung.

In der vorliegenden Arbeit werden die Modifikationen am Detektor, die verwendete Analysesoftware und Elektronik, sowie die bei verschiedenen Betriebszuständen gewonnenen Daten vorgestellt.

Kapitel 2

Der SAMBA-Detektor

Der SAMBA-Detektor ist eine Vieldrahtproportionalkammer, die aus zwei Modulen, jeweils $+2,3m$ und $-2,3m$ vom Sollvertex entfernt um das Strahlrohr herum montiert, besteht. Jedes Modul ist aus zwei Halbebenen zusammengesetzt. Als Zählgas wird eine Mischung aus *Argon* ($\approx 89\%$), CO_2 ($\approx 10\%$) und *Isopropanol* ($\approx 1\%$) verwendet. Die Hochspannungsdrähte werden über einen gemeinsamen Ladewiderstand mit einer Spannung von $+1.55kV$ versorgt. Die Dicke der Gasschicht, in der der Nachweis von Teilchen möglich ist, beträgt $1cm$. Aus diesem Grund ist der Nachweis von Photonen nur mit einer relativ geringen Effizienz möglich.

2.1 Standardbetrieb

Pro Halbebene werden jeweils 8 Kathodenpads mit ladungsempfindlichen Vorverstärkern ausgelesen. Durch die Verwendung dieser Verstärker ist das Ausgangssignal unabhängig von der Padkapazität, die, auch aufgrund der Geometrie, nicht für alle Pads gleich ist. Die Signale der Vorverstärker werden diskriminiert und anschließend in Zählern, die mit dem ALEPH-Online Computersystem verbunden sind, registriert. Die Zählrate gibt dann den Physikern im ALEPH-Kontroll-Raum sowie den Technikern im LEP-Kontroll-Raum Aufschluß über die Höhe des Strahluntergrundes.

2.2 Modifikationen

Zusätzlich wird pro Halbebene einer der Hochspannungsdrähte getrennt mit Spannung versorgt. Die von ionisierenden Teilchen oder Photonen erzeugten freien Elektronen driften aufgrund des angelegten elektrischen Feldes zum Anodendraht. In unmittelbarer Nähe des Drahtes werden die Elektronen im Feld derart beschleunigt, daß sie weitere Atome ionisieren können. Die Anzahl der am Anodendraht nachgewiesenen Elektronen ist um ein vielfaches größer als die der primär erzeugten Ladungen. Diese *Gasverstärkung* beträgt bei der normalen Betriebsspannung

des SAMBA-Detektors $\approx 5 \cdot 10^4$ [1].

Auf dem Anodendraht bricht durch die auftreffenden negativen Ladungen kurzzeitig die positive Hochspannung zusammen. Über den Ladewiderstand können die negativen Ladungen abfließen. Das Spannungssignal wird mit einem hochspannungsfesten Kondensator ausgekoppelt und auf einen am Detektor befindlichen, schnellen Vorverstärker mit differentiellm Ausgang gegeben. Von dort wird das Signal differentiell über 30m Kabel zu einem FADC übertragen und mit einer Abtastrate von 100MHz digitalisiert. Eine speziell zur Analyse der Signalform entwickelte Software ordnet das Signal dann einem Elektron bzw. Positron oder einem Photon zu. Somit erhält man eine Aussage über das Verhältnis von minimal ionisierenden Teilchen zu Photonen.

Datenweg

Eine grafische Darstellung des Datenweges findet sich in Abb. 2.1. Der verwendete Vorverstärker (Signetics NE 592) arbeitet zweistufig mit einer Bandbreite von 120MHz (Abb. 2.2). Der Aufwand für die Beschaltung des in einem IC-Gehäuse untergebrachten NE 592 ist gering. Für den Einsatz am SAMBA ist eine Verstärkung von 10 gewählt worden, die mittels eines Potentiometers einstellbar ist. Um eine für alle SAMBA-Module möglichst gleichmäßige Verstärkung zu gewährleisten, wurde mit Hilfe eines Testsignals eine Kalibration durchgeführt. Ein Testsignal, mit Anstiegszeit, Dauer und Amplitude eines detektorähnlichen Signales, wurde über einen Kondensator ($C = 1nF$) in den Vorverstärker eingespeist. Die am Potentiometer eingestellte Verstärkung von 10 konnte am Digitaloszilloskop überprüft werden.

Die Signale werden dann vom differentiellen Ausgang des Vorverstärkers über ca. 30m Twisted-Pair-Kabel übertragen und in den differentiellen Eingang des 6-Bit FADC (Flash-Analog-to-Digital-Converter) DL101 eingespeist. Mit einer Abtastrate von 100MHz wird dort das Signal digitalisiert. Die Speichertiefe beträgt 256 Meßwerte, was einer Speicherzeit von 2,56µs entspricht. Der FADC DL101 wird über einen CAMAC-Bus angesprochen und ausgelesen. In einem doppelt breiten CAMAC-Gehäuse sind vier FADC-Kanäle untergebracht.

Die Auslese und Verarbeitung der Daten geschieht auf einem FIC 8234 VME-Controller, der mit einer schnellen 68040 CPU ausgestattet ist. Über den VME-Bus werden Kommandos zunächst zum VIC 8251F, einem VME-VIC-Bus Interface gesandt. Dort wird eine Umsetzung von VME auf den für größere Übertragungsentfernungen konzipierten VIC-Bus vorgenommen. Der VCC 2117 CAMAC-Controller ist schließlich für die Verbindung VIC-Bus zu CAMAC-Bus zuständig. Die Daten vom FADC werden von den verschiedenen Modulen zum FIC 8234 transferiert. Mittels einer für diese Zwecke entwickelten Software wird überprüft, ob tatsächlich ein Signal vorliegt. Die gewonnenen Daten werden im Speicher des FIC 8234 histogrammiert. Die Online-Darstellung der Daten ist auf einer VAX-Station möglich, die via CHEAPERNET direkt auf den Speicher des FIC 8234 zugreifen kann. Ein weiterer Teil der Daten wird ständig an ein Programm übergeben, wel-

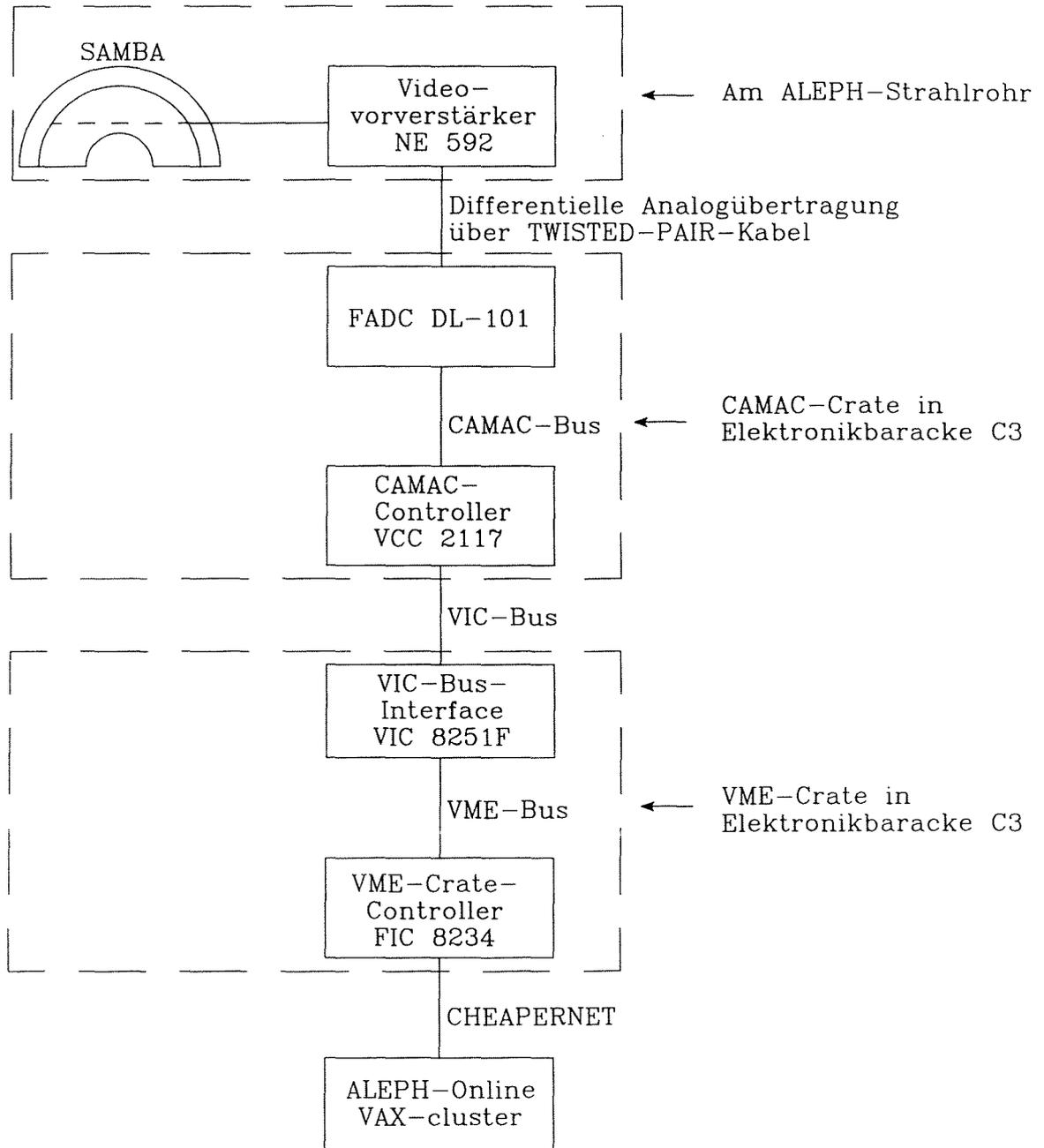


Abbildung 2.1: Datenweg bei der Drahtauslese

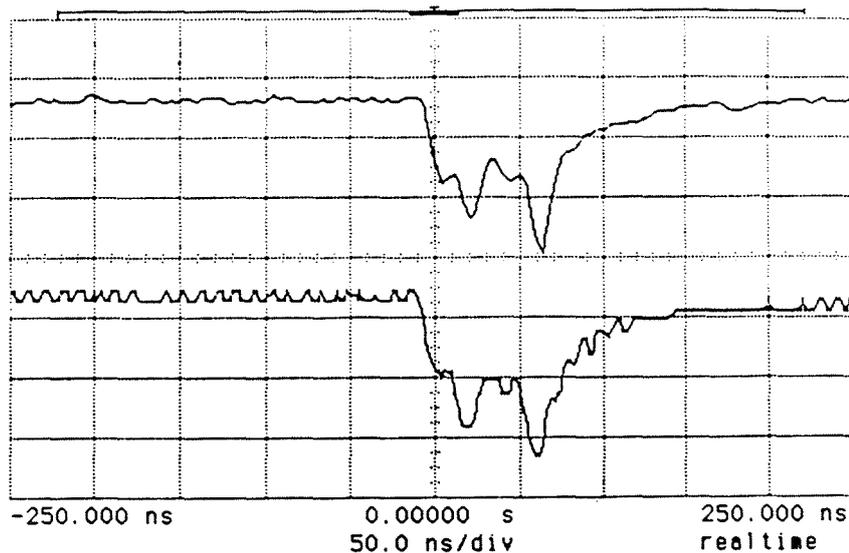


Abbildung 2.2: Zur Signaltreue des Vorverstärkers (oben: verstärktes Signal, unten: Originalsignal)

ches auf einer VAX-Workstation nur für deren Entgegennahme und Speicherung zuständig ist.

Triggerprinzip

Der FADC DL101 benötigt ein externes Gate mit einer Länge von mindestens $2,56\mu\text{s}$, um einen vollen Datensatz zu produzieren. Dann müssen 1024 Zahlen über den CAMAC-Bus ausgelesen werden. Dies nimmt etwa 3ms in Anspruch, in denen der FADC keine neuen Daten nehmen kann. Daher ist es nicht sinnvoll, ständig den FADC zu starten, und hinterher im Computer die Datenreduktion, d.h. die Entscheidung, ob ein Signal vorlag oder nicht, vorzunehmen.

Aus diesem Grund muß während der Digitalisierungszeit des FADCs eine Hardware die Entscheidung treffen, wann ein Signal vorliegt. Im Fall, daß ein Signal erkannt wird, kann der FADC alle 256 Meßwerte aufnehmen, und setzt automatisch ein LAM-Bit (Look-At-Me), welches vom Controller abgefragt werden kann. Im anderen Fall wird vor Ablauf der $2,56\mu\text{s}$ der Inhalt des FADC über einen externen Eingang gelöscht. Der FADC setzt dann kein LAM-Bit. Das für den Hardware-Trigger verwendete Signal wird im FADC nach der Empfangsstufe, die das differentielle Signal in ein single-ended Signal wandelt, hochohmig abgegriffen. Das ursprüngliche Signal wird so nur minimal beeinflusst. Sowohl Amplitude als auch Polarität des Triggersignals müssen jedoch noch geändert werden. Dazu wird wieder ein NE 592 eingesetzt, da am Ausgang beide Polaritäten verstärkt zur Verfügung stehen. Mit dem so aufbereiteten Triggersignal kann dann ein Standarddiskriminator angesteuert werden, der Logiksignale liefert, die in der Triggerschaltung verarbeitet werden können.

Beim Einsatz des Systems im ALEPH-Detektor kommen auch die Teilchen des Strahluntergrundes immer korreliert mit dem BX-Signal (Bunch-crossing), das den Zeitpunkt der Kollision von einem Paket Elektronen mit einem Positronenpaket angibt. Daher ist auch die Triggerlogik für die Drahtauslese BX-synchronisiert.

Weiterhin ist neben der Nutzung von FADCs auch die Ansteuerung von ADC's (Analog-to-Digital-Converter) und TDC's (Time-to-Digital-Converter) möglich. Hierfür wurden separate Triggereingänge implementiert, die die gerätespezifischen Zeitfenster und Löschnsignale steuern. Mit Hilfe dieser Geräte sollen anhand der Ankunftszeit der Signale auf den Kathodenpads die verschiedenen Komponenten des Strahluntergrundes getrennt werden. Möglich ist dies, da die Photonen bei normalen Strahlbedingungen mindestens einmal gestreut werden müssen, um im ALEPH-Detektor registriert zu werden. Die zusätzliche Laufzeit ermöglicht dann die Identifikation.

Nach der Verarbeitung eines Signals ist es möglich, nur das jeweils ausgelesene Modul zu löschen, und die Triggerlogik über den CAMAC-Bus zu reaktivieren. Während der Auslesephase eines Moduls können daher die anderen Module weiter Daten sammeln.

Logik der Triggerschaltung

Als Referenzzeit für die Triggerlogik dient, wie schon oben erwähnt, das BX-Signal. Sobald dies auftritt, wird ein $100ns$ langes Signal auf der Clear-Leitung erzeugt. Da das BX-Signal in ALEPH von dem sog. T0-Modul erzeugt wird, und nicht genau dem Zeitpunkt entspricht, zu dem die SAMBA-Signale in der Elektronik ankommen, ist eine variable Verzögerung von $\approx 2,8\mu s$ vorgesehen. Die von den FADCs, ADCs und TDCs benötigten Zeitfenster sind sehr unterschiedlich. Das Zeitfenster des FADCs muß mindestens $2,6\mu s$ lang sein, damit der FADC sämtliche Meßwerte nehmen kann. Für den ADC bestimmt das Zeitfenster gleichzeitig auch die Integrationszeit, in der der ADC Ladungen sammelt. Zum Betrieb des TDC hingegen genügt ein kurzes ($\approx 50ns$ langes) Startsignal. $2,3\mu s$ nach diesem Startsignal bzw. nach dem Beginn dieser Zeitfenster wird wieder ein Clear-Signal erzeugt, das die angesteuerten Module löscht, wenn in dem vorangegangenen Zeitfenster kein Teilchen ein Triggersignal ausgelöst hat. Ein zweites, gegenüber der Clear-Leitung um $50ns$ verzögertes Clear wird in der Triggerlogik benötigt, um die Schaltzeiten der verwendeten IC's korrekt zu berücksichtigen. Auch die Enable- und Reset-Signale vom Computer, sowie der Reset beim Einschalten des Gerätes und beim Drücken des Resettasters, werden getaktet mit dem Clear-Signal weitergegeben, damit keine undefinierten Zeitfenster auftreten. Der bisher beschriebene Teil der Elektronik, das Zeitmodul, ist in einem NIM-Einschubgehäuse untergebracht (Abb. 2.3).

Der nun folgende Teil (Abb. 2.4) der Elektronik, das Triggermodul, ist prinzipiell für alle Module, also für FADC, ADC und TDC gleich und daher in achtfacher Ausfertigung auf zwei NIM-Einschubgehäuse verteilt, die identische Zeitfenster von dem Zeitmodul über ein Flachbandkabel erhalten. Ein Triggersignal, von ei-

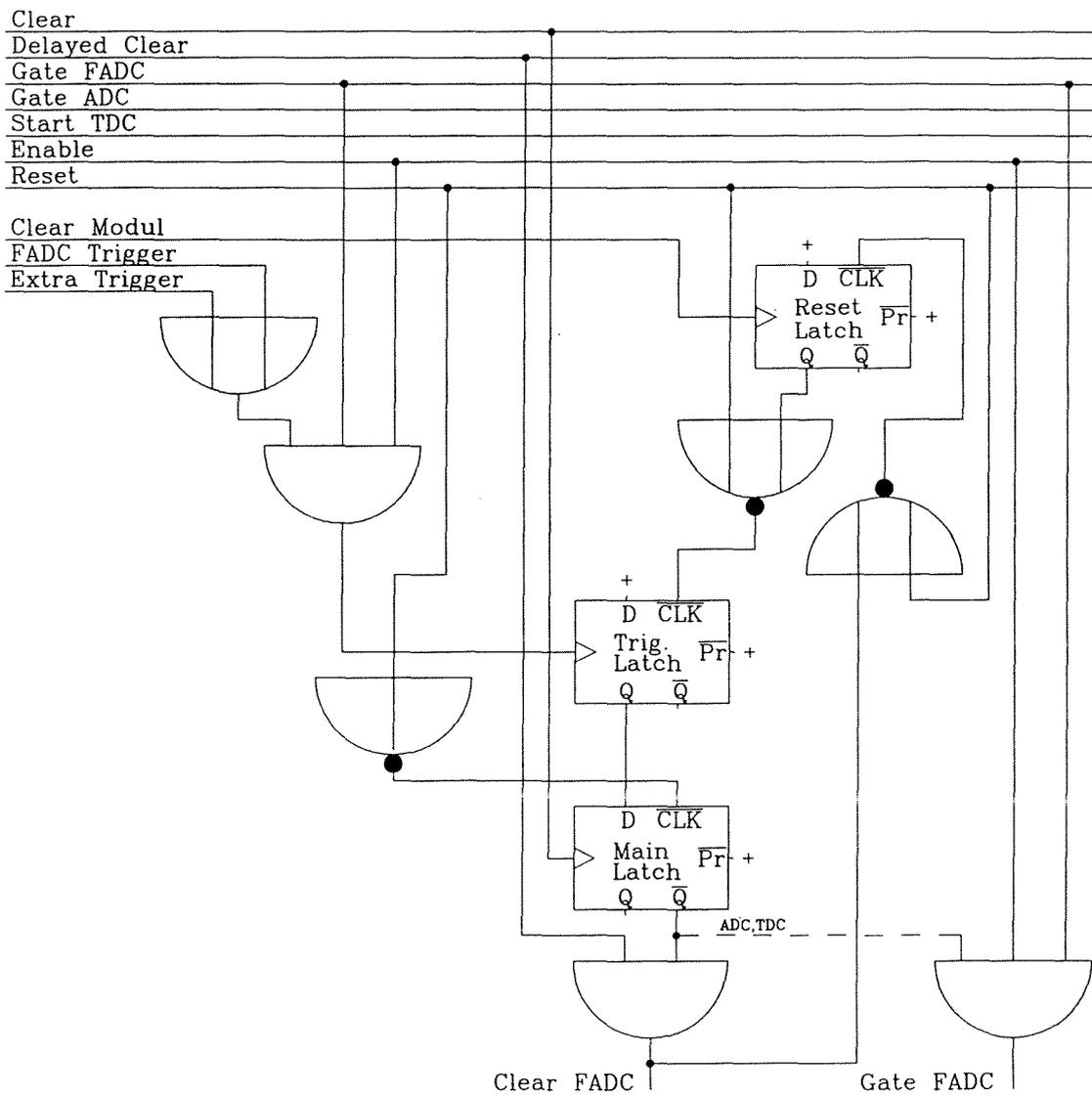


Abbildung 2.4: Logik zur Triggerung von FADC, ADC und TDC

nem Diskriminator als NIM-Pegel generiert, wird, wenn gleichzeitig das Zeitfenster des entsprechenden Moduls und ein Enable-Signal vom Computer vorhanden sind, im Trigger-D-Latch registriert. Sobald das nächste Clear-Signal kommt, wird das Triggersignal an das Haupt-D-Latch weitergegeben, und damit die Weitergabe eines Delayed Clear für alle Geräte, sowie für ADC und TDC auch die eines neuen Zeitfensters, verhindert. Zurückgesetzt werden können beide Latches nur durch ein Reset-Signal vom Computer, welches das Reset-D-Latch setzt. Erst wenn wieder mindestens ein verzögertes Clear Signal den Inhalt der Module gelöscht hat, wird das Reset-D-Latch seinerseits zurückgesetzt, und damit ermöglicht, daß neue Trigger gesehen werden können. Wenn kein Trigger auftritt, wird den Modulen nach $2,3\mu s$ ein Clear-Signal gegeben, so daß die Module nicht fertig digitalisieren können, und daher kein LAM-Bit setzen.

Kapitel 3

Strahluntergrund

Der Strahluntergrund im ALEPH-Experiment besteht im wesentlichen aus Photonen, Elektronen, Positronen und Myonen. Die Teilchen haben verschiedene Quellen und treten mit unterschiedlichen Raten auf.

3.1 Photonen

Um die Elektronen und Positronen im Speicherring auf eine Kreisbahn zu zwingen und zu fokussieren, erfahren alle Teilchen eine Ablenkung durch Dipol- und Quadrupolmagnete senkrecht zu ihrer Bahn. Die totale, in Form von Photonen abgestrahlte Leistung für ein nichtrelativistisches Teilchen mit der Ladung e und der Masse m_0 ist durch die folgende Beziehung gegeben [4]:

$$P_S = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 m_0^2 c^3} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (3.1)$$

Die azimutale Strahlung ist identisch mit der eines *Hertz'schen Dipols* ([4]):

$$\frac{dP_S}{d\Omega} = \frac{3}{8\pi} P_S \sin^2 \psi \quad (3.2)$$

Bei den in LEP auftretenden Energien sind die Elektronen und Positronen jedoch schon extrem relativistisch ($v \approx c$). In Gleichung 3.1 berücksichtigt man dies durch folgende Ersetzungen: $dt \rightarrow d\tau = \frac{1}{\gamma} dt$ mit $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$ und $d\vec{p} \rightarrow dp_\mu$.

$$\Rightarrow \left(\frac{dp_\mu}{d\tau} \right)^2 = \left[\left(\frac{d\vec{p}}{d\tau} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left(\frac{dE}{d\tau} \right)^2 \right] \quad (3.3)$$

Bei einer Ablenkung durch Magnete ist $E = const.$, so daß

$$P_S = \frac{e^2 c \gamma^2}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \left(\frac{d\vec{p}}{dt} \right)^2 \quad (3.4)$$

Bei der Bewegung auf einer Kreisbahn mit dem Radius R um den Winkel $d\alpha$ ändert sich der Impuls des Teilchens um den Betrag $dp = p d\alpha$.

$$\Rightarrow \frac{dp}{dt} = p\omega = p \frac{v}{R} \approx p \frac{c}{R} \quad (3.5)$$

Mit $E \approx pc$ bei $v \approx c$ folgt für die abgestrahlte Leistung in Abhängigkeit von der Energie der Teilchen [4]:

$$P_S = \frac{e^2 c}{6\pi\epsilon_0} \frac{1}{(m_0 c^2)^4} \frac{E^4}{R^2} \quad (3.6)$$

Den Öffnungswinkel der durch relativistische Elektronen und Positronen abgestrahlten Synchrotronphotonen erhält man durch eine Lorentztransformation von (3.2) zu:

$$\tan \phi = \frac{1}{\beta\gamma} \Rightarrow \phi \approx \frac{1}{\gamma} \quad (3.7)$$

3.2 Elektronen und Positronen

Für den Verlust von Elektronen und Positronen aus dem Strahl gibt es verschiedene Ursachen:

Strahl-Strahl-Wechselwirkungen

- Durch Stöße untereinander (auch außerhalb der Wechselwirkungszonen) erhalten einige Teilchen Transversalimpulse. Um ein kontinuierliches Auseinanderlaufen der Teilchenpakete zu kompensieren werden Quadrupolmagnete eingesetzt, die für eine horizontale und vertikale Fokussierung des Strahls sorgen. Diese Fokussierung ist jedoch aufgrund der Inhomogenität der Magnetfelder im äußeren Bereich nur bis zu einem gewissen Transversalimpuls möglich. Anderenfalls wird das Teilchen nicht auf den Soll-Orbit gelenkt und tritt aus dem Strahlrohr aus.

Strahl-Restgas-Wechselwirkungen

- Die Teilchen verlieren durch Bremsstrahlung im Restgas des Strahlrohrs ($LEP - \text{Vakuum} \approx 10^{-9} Pa$ ([5])) Energie. Das daraus resultierende Bremsstrahlungsspektrum ([6]) ist extrem hart.
- Bei elastischen Stößen mit dem Restgas verlieren einige der umlaufenden Elektronen und Positronen einen geringen Teil ihrer Energie. Dadurch sind sie nach einigen Umläufen aus der Phase der Hochfrequenz-Beschleunigungsstrecken.
- Bei inelastischen Stößen mit dem Restgas treten hadronische Reaktionen auf. Die resultierenden Teilchen sind jedoch leicht zu identifizieren, da ihre Flugbahn nicht auf den Vertex weist.

Strahl-Wand-Wechselwirkungen

- Teilchen im äußeren Bereich des Strahls, der nicht beliebig schmal ist, können am Material des Strahlrohres gestreut werden.
- Elektronen oder Positronen wechselwirken mit den thermischen Photonen der Schwarzkörperstrahlung des Strahlrohres ($300K$), und übertragen dabei einen Teil ihrer Energie auf diese Photonen.

Haben die Teilchen erst einmal Energie verloren, so werden sie von den Dipol- und Quadrupolmagneten, deren Feldstärke für die normale Strahlenergie eingestellt wird, nicht auf dem Sollorbit gehalten, und verlassen das Strahlrohr unter kleinen Winkeln.

3.3 Myonen

Treffen hochenergetische, kosmische Teilchen (hauptsächlich Protonen und Kerne mit niedrigem Z) auf die Erdatmosphäre, werden dort bei Fragmentationsprozessen sekundäre Teilchen erzeugt. Wegen ihrer geringen Wechselwirkung mit Materie kommen hauptsächlich Myonen am Erdboden an. Auch im ALEPH-Experiment, das ca. $150m$ unter der Erdoberfläche aufgebaut ist, werden noch Myonen erwartet und gemessen. Allerdings ist die Myonenrate so gering, daß sie im normalen Betrieb kein Problem darstellt. Zudem sind Myonenschauer leicht zu identifizieren, da sie parallel, ohne Bezug zum Vertex, den ALEPH-Detektor treffen. Hinzu kommt, daß die Myonen ohne Bezug zum BX-Signal kommen. Da aber nur in einem mehrere $100ns$ langen Zeitfenster um das BX-Signal herum Signale akzeptiert werden, ist die Wahrscheinlichkeit, einen Myonenschauer zu registrieren, sehr klein. Bei hadronischen Reaktionen des Strahls mit dem Restgas im Strahlrohr können auch Myonen als Zerfallsprodukte entstehen. Sie werden meist in größerer Entfernung erzeugt, und durchsetzen den ALEPH-Detektor parallel zum Strahlrohr.

3.4 Motivation der Messung

Der LEP-Speicherring, in dem seit 1989 Elektronen und Positronen mit einer Schwerpunktsenergie bis über 90GeV zur Kollision gebracht werden, soll in einem zweiten Bauabschnitt so erweitert werden, daß Kollisionen bei bis zu 180GeV Schwerpunktsenergie möglich sind. Bei diesen Energien erwartet man einen deutlich größeren Strahluntergrund durch Synchrotronphotonen. Für die Rate der Synchrotronphotonen gilt:

$$N_\gamma \sim E_{\text{Strahl}}^4 \quad (3.8)$$

Gleichzeitig nimmt auch die Anzahl an Strahlverlustteilchen (e^\pm) zu. Die Zunahme der Strahlverlustteilchen ist wesentlich schwieriger abzuschätzen, man kann aber davon ausgehen, daß ihre Anzahl im wesentlichen durch den Strom in der Maschine bestimmt ist:

$$N_{e^\pm} \sim I_{\text{Strahl}} \quad (3.9)$$

Dies bedeutet, daß die erwartete Anzahl von Photonen im Strahluntergrund bei LEP200 ca. 16mal so groß sein wird wie zur Zeit, die Anzahl von e^\pm wird jedoch eher um den Faktor 2 ansteigen.

Der Strahluntergrund durch Photonen und Strahlverlustteilchen erschwert in den großen Detektoren des ALEPH-Experimentes die Rekonstruktion der "wahren" Spuren. Außerdem führen hohe Teilchenraten zu großen Strömen in den Detektoren, und damit zu einer schnelleren Alterung. Aus diesen Gründen kann in den Detektoren nur ein gewisser Strahluntergrund toleriert werden. Durch Abschirmungen kann man die Rate der in den Detektor gelangenden Teilchen reduzieren. Um schon frühzeitig Masken und Kollimatoren, die außen und innen am Strahlrohr angebracht werden, planen zu können, ist eine gute Kenntnis der jetzigen Zusammensetzung des Strahluntergrundes wichtig. Damit läßt sich eine bessere Abschätzung der in Zukunft erwarteten Raten durchführen.

Kapitel 4

Nachweisprozesse im Detektor

4.1 Photonen

Grundsätzlich wechselwirken Photonen mit Materie zum größten Teil über einen der folgenden Prozesse:

- **Photoeffekt**

Ein Photon wird von einem inneren Hüllenelektron eines Atoms absorbiert. Die Energie des Photons genügt, das Elektron aus der Atomhülle herauszulösen. Mit der restlichen kinetischen Energie des Elektrons werden durch Stoßionisation lokal weitere freie Elektronen erzeugt. Im Atom wird der freie Platz in der inneren Schale durch ein Elektron einer der weiter außen liegenden Schalen aufgefüllt. Dabei wird die charakteristische Strahlung emittiert. Für den Wirkungsquerschnitt für Photoeffekt in der *K-Schale* gilt [10]:

$$\sigma_{Ph}^{(k)} = 4\sqrt{2}\alpha^4\sigma_{Thomson}\frac{Z^5}{\left(\frac{E_\gamma}{m_e c^2}\right)^7} \quad (4.1)$$

mit $\sigma_{Thomson} = \frac{8}{3}\pi\frac{e^2}{m_e c^2}$. Für höhere Photonenenergien ($> 20keV$) ist die Nachweiswahrscheinlichkeit im Argon ($Z = 18$) sehr gering. Daher nutzt man den Photoeffekt dieser höherenergetischen Photonen im Kupfer ($Z = 29$) der Detektoraußenfläche und der Kathodenpads, und weist im Detektor die charakteristische Röntgenstrahlung von Kupfer ($\approx 8keV$), für die die Nachweiswahrscheinlichkeit im Gasvolumen des SAMBA-Detektors höher ist, nach. Ein Nachteil der Kupferfläche jedoch besteht darin, daß Elektronen, die an der Innenseite des Detektors angestoßen werden, mit einer Energie von einigen $10keV$ aus dem Kupfer in das empfindliche Detektorvolumen gelangen können, und dort ihre Energie verlieren. D.h. im Detektor wird ein Elektron nachgewiesen, obwohl das primäre Teilchen ein Photon war.

- **Comptoneffekt**

Ein Photon kann auch an einem der äußeren Hüllenelektronen eines Atom

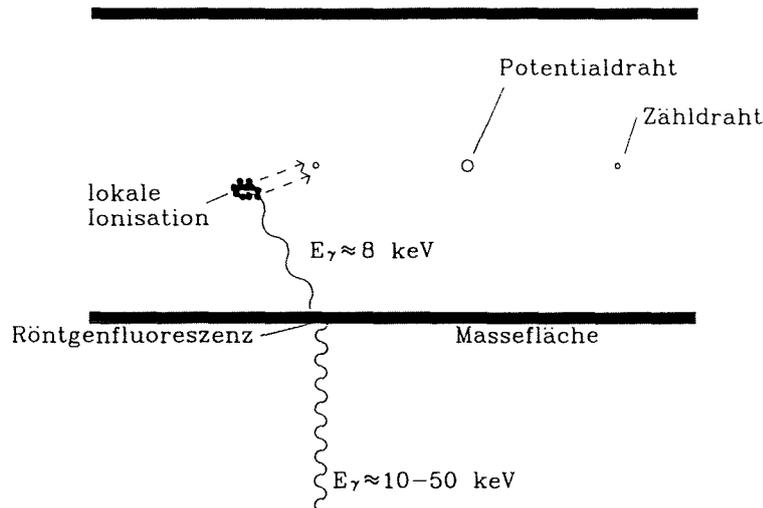


Abbildung 4.1: Photoeffekt im Detektorgas

gestreut werden. Der Wirkungsquerschnitt ist jedoch für die betrachteten Energien so gering, daß dieser Effekt für den Nachweis von Photonen in SAMBA kaum eine Rolle spielt. Die auf das Elektron übertragene Energie ist durch Gl. 4.2 [11] gegeben. Dabei ist $\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$.

$$E_e = E_\gamma \cdot \frac{\varepsilon(1 - \cos \vartheta)}{1 + \varepsilon(1 - \cos \vartheta)} \quad (4.2)$$

Der Energieübertrag ist maximal bei einer Rückstreuung des Photons. In diesem Fall ($\vartheta = 180^\circ$) erhält man

$$E_e = \frac{E_\gamma}{1 + \frac{1}{2\varepsilon}} \quad (4.3)$$

• Paarbildung

Ab einer Energie, die der zweifachen Elektronenmasse entspricht, kann ein Photon im Coulombfeld eines schweren Teilchens (z.B. Atomkern) ein e^+e^- -Paar bilden. Auch dieser Effekt spielt bei den auftretenden Energien keine Rolle.

In dem Energiebereich der produzierten Synchrotronphotonen dominiert der Wirkungsquerschnitt des Photoeffektes, der den des Comtoneffektes um mehrere Größenordnungen übertrifft. Paarbildung setzt erst bei Energien von mehr als 1 MeV ein. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen in SAMBA bei verschiedenen Energien wurde bereits früher vermessen (siehe Tab. 4.1).

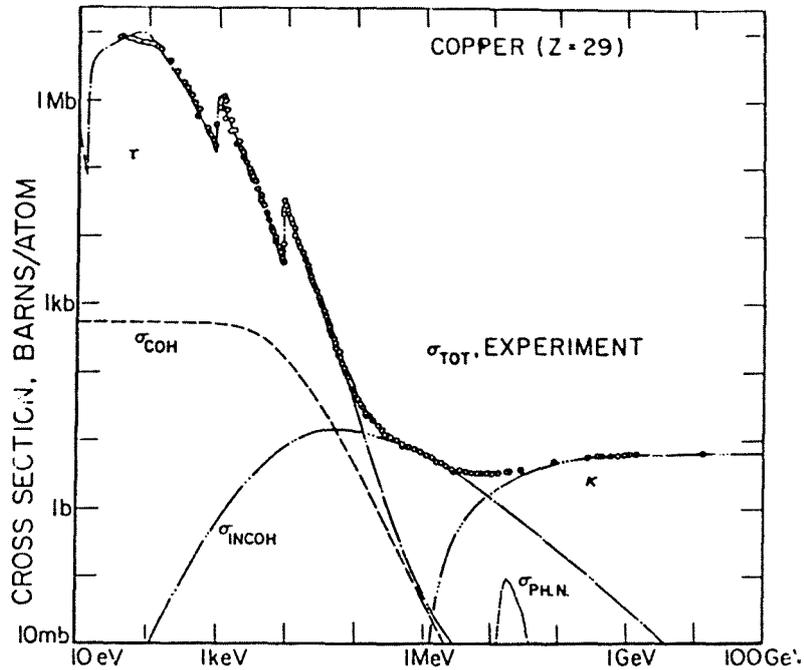


Abbildung 4.2: Wirkungsquerschnitte verschiedener Wechselwirkungen von Photonen mit Materie ([8])

Energie [keV]	ϵ_{SAMBA} ($\delta\epsilon \approx 12\%$) [%]
8,0	0,01
15,7	0,19
22,0	0,43
25,0	0,58
33,4	0,95

Tabelle 4.1: Nachweiswahrscheinlichkeit des SAMBA für Photonen verschiedener Energien ([12])

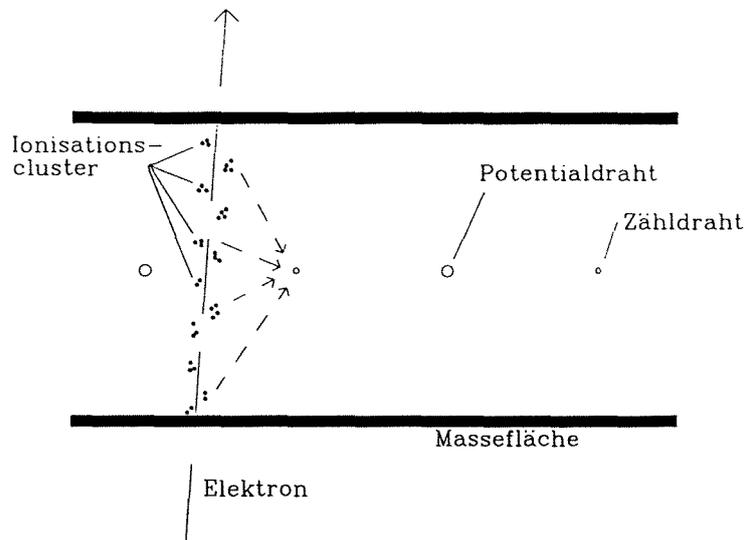


Abbildung 4.3: Ionisation entlang der Spur eines Elektrons

4.2 Geladene Teilchen

- **Energieverlust durch Ionisation und Anregung**

Beim Durchgang von geladenen Teilchen durch Materie verlieren diese Energie durch Ionisation und Anregung von Atomen. Der Energieverlust ist für Elektronen und Positronen nahezu gleich, und berechnet sich für Elektronen zu [10] (*Bethe-Bloch-Beziehung*):

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{e^4 n_e}{8\pi\epsilon_0^2 m_e c^2} \left(\ln \frac{E_e^2 \gamma}{2 \langle E_B^{(e)} \rangle} + \frac{1}{\gamma} \right) \quad (4.4)$$

für $\gamma \gg 1$. Dabei ist $\langle E_B^{(e)} \rangle \approx 13,5Z$ das mittlere Ionisationspotential, und n_e die Elektronendichte im Absorbermaterial.

Der Energieverlust pro Teilchen im Detektorgas wird durch eine Landauverteilung beschrieben, da Ionisation und Anregung statistische Prozesse sind. Entlang der Spur des Teilchens werden Ionisationscluster mit jeweils einigen Elektronen erzeugt.

- **Bremsstrahlung**

Die Abbremsung und Richtungsänderung geladener Teilchen in Materie, z.B. im Coulomb-Feld eines Atomkerns, führt zur Emission von Bremsstrahlung. Beim SAMBA kann im Detektormaterial oder im Zählgas Bremsstrahlung erzeugt werden.

Im hochrelativistischen Bereich ($\gamma \gg 1, E_e > MeV$) gilt für den Energieverlust durch Bremsstrahlung([10]):

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems} = const \cdot E_e \cdot Z^2 \quad (4.5)$$

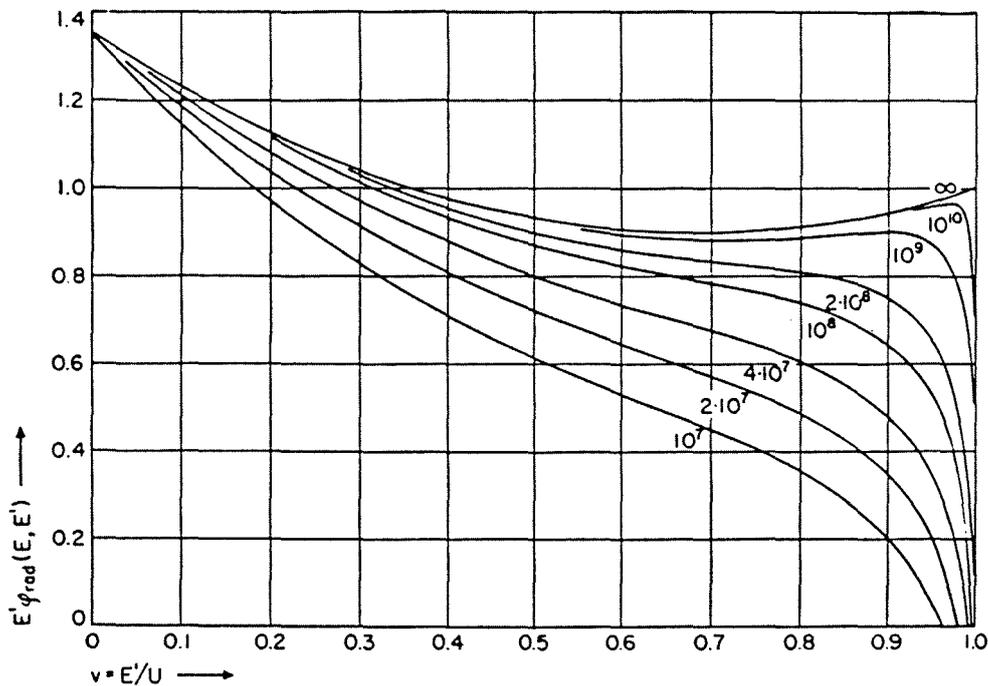


Abbildung 4.4: Differentielle Bremsstrahlungswahrscheinlichkeit pro Strahlungslänge in Luft. Die Parameter an den Kurven geben die Gesamtenergie (in eV) des Elektrons wieder. Mit zunehmender Energie des Elektrons steigt der Anteil der Bremsstrahlungsphotonen, die einen großen Teil der Elektronenergie erhalten. ([6])

Die kritische Energie $E_{krit.}$, bei der gilt

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Ion.undAnr.} = -\left(\frac{dE}{dx}\right)_{Brems.} \quad (4.6)$$

, liegt für die im Detektor verarbeiteten Materialien bei *einigen* 10 MeV.

Die typischen Energien der im Strahluntergrund vorkommenden Elektronen und Positronen liegen im Bereich von *einigen* GeV. Sie verlieren deutlich mehr Energie durch Bremsstrahlung als durch Ionisation und Anregung. Da aber das Spektrum der Bremsstrahlungsphotonen in einem Energiebereich liegt (siehe 4.4), der im SAMBA aufgrund der geringen Materiebelegung des Detektors nicht nachgewiesen werden kann, liegt die Energiedeposition der Elektronen und Positronen meist bei dem mittleren Energieverlust für Ionisation und Anregung.

Der Energieverlust durch Ionisation und Anregung ist statistisch verteilt. Diese *Landau-Fluktuationen* sind weitgehend auf seltene, hohe Energieüberträge auf Atomelektronen zurückzuführen. Die Elektronen nehmen dabei genügend Energie auf, um ihrerseits ionisieren zu können. Besonders in dünnen Absorptionsschichten (wie dem Gasvolumen des SAMBA) nimmt die Energieverlustverteilung eine stark asymmetrische Form an, die durch die folgende Parametrisierung der *Landau-Verteilung* gut beschrieben wird ([13]):

$$L(\lambda) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot \exp \left[-\frac{1}{2} (\lambda + e^{-\lambda}) \right] \quad (4.7)$$

λ gibt die Abweichung vom wahrscheinlichsten Energieverlust an:

$$\lambda = \frac{dE - dE^W}{\xi} \quad (4.8)$$

dE - tatsächlicher Energieverlust in einer Schicht der Dicke x
 dE^W - wahrscheinlichster Energieverlust in einer Schicht der Dicke x

$$\xi = 2\pi N_A r_e^2 m_e c^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \rho x = \kappa \rho x \quad (4.9)$$

ρ - Dichte in g/cm^3
 x - Absorberdicke in cm

$$dE^W = \xi \left[\ln \left(\frac{2mc^2 \gamma^2 \beta^2}{I^2} \xi \right) - \beta^2 + \delta \right] \quad (4.10)$$

I - eine charakteristische Ionisationskonstante des bremsenden Materials ($\approx 16Z^{0.9} eV$ für $Z > 1$)
 δ - eine Konstante, die Abschirmungseffekte beim Durchgang von relativistischen Teilchen durch dichte Absorbermaterialien berücksichtigt.

Der wahrscheinlichste Energieverlust, der das Maximum der Verteilung angibt, ist aufgrund der asymmetrischen Verteilung immer niedriger als der mittlere Energieverlust, den man nach der *Bethe-Bloch-Formel* errechnet. Der mittlere Energieverlust für Elektronen und Positronen im aktiven SAMBA-Volumen (bei senkrechtem Durchtritt durch $1cm$ Gasmischung) liegt bei [14]:

$$\Delta E_{Ion.undAnr.} = 5,77 \text{ keV} \quad (4.11)$$

Kapitel 5

Signalverarbeitung

Grundlage für die Unterscheidung zwischen e^+ bzw. e^- und γ sind die elektronischen Signale, die bei einer Wechselwirkung eines der Teilchen im Detektor auf dem Zählrohr registriert werden. Die Formen der Signale sind aufgrund unterschiedlicher Wechselwirkungen der zu trennenden Teilchen nicht gleich (siehe dazu Abb. 4.1 und 4.3).

Wenn Photonen aus dem Strahluntergrund im SAMBA wechselwirken, so ist die Wahrscheinlichkeit für einen Photoeffekt im Gasvolumen aufgrund der geringen Detektordicke und der hohen Energie der Photonen sehr klein. Häufiger wird in den Kupferflächen an der Außenseite des Detektors Röntgenfluoreszenz angeregt, bei der ein niederenergetisches Elektron und ein Photon mit der charakteristischen Energie des Kupfers ($\approx 8keV$) erzeugt werden. Die Energie des Elektrons ist gering, so daß der Energieverlust sehr hoch ist (gemäß Gl. 4.4). In den meisten Fällen wird das Elektron daher seine Energie vollständig im Kupfer deponieren. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für das $8keV$ Photon im Detektor ist deutlich größer als der direkte Nachweis eines Photons aus dem Strahluntergrund ($E_\gamma \approx 10 - 100keV$).

Während Photonen im Detektor meist die charakteristische Energie des Kupfers ($\approx 8keV$), das sie zu Fluoreszenz anregen, deponieren, ist für Elektronen und Positronen ein Energieverlust von $\approx 2,9keV$ [14] am wahrscheinlichsten. Der Energieverlust über Ionisation und Anregung erzeugt freie Elektronencluster entlang der Spur des Teilchens. Die im Detektor deponierte Energie ist direkt proportional zum Integral über das gemessene elektronische Signal. Die maximale Amplitude ist ebenfalls ein gutes Maß für die im Detektor gemessene Energie.

Zudem ist die zeitliche Entwicklung bei Photonen anders als bei Elektronen und Positronen: Wenn ein γ im Detektor durch Photoeffekt seine Energie deponiert, werden lokal *ca.* 270 freie Elektronen erzeugt, die als kompaktes Cluster zum Zählrohr driften. Das Signal am Draht ist kurz ($\approx 50ns$). e^+ oder e^- mit Energien im GeV -Bereich (typisch für Strahlverlustteilchen) erzeugen im Detektor hingegen eine Ionisationsspur, an der entlang mehrere Cluster mit wenigen Elektronen gebildet werden. Bei Verwendung von Argon als Zählgas wird in *ca.* 66% aller Fälle nur ein Elektron pro Cluster erzeugt [9]. Da aber selten auch

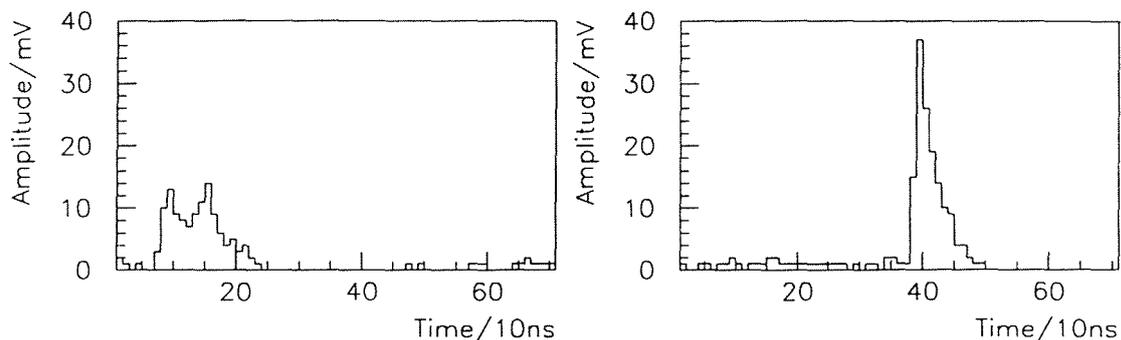


Abbildung 5.1: Einzelsignal von Myon (links) und Photon (rechts)

größere Anzahlen von Elektronen in einem Cluster erzeugt werden können, liegt der mittlere Wert bei etwa zwei Elektronen pro Cluster. Diese Cluster haben unterschiedliche Weglängen bis zum Zählrohr zurückzulegen. Bei einer maximalen Differenz der Weglängen von $2,1 \text{ mm}$ und einer Driftgeschwindigkeit im Zählrohr von ca. $4,5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ist die zeitliche Differenz für die Registrierung der Cluster am Zählrohr maximal 50 ns .

Um nun mit Hilfe der Signalformen die Teilchen richtig zu identifizieren, wurden von mehreren denkbaren Methoden zwei näher untersucht:

5.1 Vergleich mit Normpulsen

Diese Methode nutzt die Annahme, daß bei der Detektion von Photonen über einen Photoeffekt die Ionisation lokal begrenzt ist, und die Cluster geschlossen zum Zählrohr driften, an dem sie charakteristische Signale erzeugen. Bei den Elektronen ist die Verteilung der Cluster entlang der Ionisationsspur individuell unterschiedlich, so daß man keine charakteristische Signalform, höchstens eine bestimmte Tendenz zu längeren Signalen erwartet.

Um die vermuteten Unterschiede zu untersuchen, wurden aus jeweils 1000 Myon- und Photonsignalen Normpulse gebildet, d.h. die einzelnen Signale wurden im Computer addiert. Die Myonen wechselwirken im Detektor ähnlich wie Elektronen, und können daher gut zum Test der Methode verwendet werden. Für die zeitliche Justierung der Signale wurden folgende Möglichkeiten getestet:

- Anstiegsflanke

Die Kanalnummer für Beginn und Maximum des Signals werden ermittelt. Dann wird die Mitte zwischen diesen Kanalnummern (Anstiegsflanke) als Markierung zum Addieren der Signale verwendet.

$$k_{\text{Anstiegsflanke}} = k_{\text{Pulsbeginn}} + \frac{[k_{\text{Maximum}} - k_{\text{Pulsbeginn}}]}{2} \quad (5.1)$$

- Schwerpunkt

Zwischen Beginn und Ende des Signale werden die Kanalnummern, gewichtet mit den jeweiligen Einträgen, addiert und anschließend auf das Integral des Signals normiert. Dadurch erhält man den Schwerpunkt des Signals.

$$k_{\text{Schwerpunkt}} = \frac{\sum_{k=Pulsbeginn}^{Pulsende} N(k) \cdot k}{\sum_{k=Pulsbeginn}^{Pulsende} N(k)} \quad (5.2)$$

$N(k)$ -Eintrag im Kanal k (Pedestals schon subtrahiert)

Durch einen Vergleich der Einzelsignale mit den Normpulsen ist es möglich, e^+ und e^- von γ zu trennen. Konkret geschieht dies durch Addition der Abweichung in jedem Kanal zwischen Peakanfang und Peakende. Dazu werden die Werte des Normpulses mit einem Faktor C multipliziert, der so gewählt ist, daß die Flächen von Normpuls und Einzelpuls gleich sind.

$$\sigma_{\text{Photonorm}} = \frac{\sum_{k=Pulsbeginn}^{Pulsende} [N_{\text{Einzelpuls}}(k) - C \cdot N_{\text{Photonormpuls}}(k)]^2}{k_{\text{Pulsende}} - k_{\text{Pulsbeginn}}} \quad (5.3)$$

$$\sigma_{\text{Myonnorm}} = \frac{\sum_{k=Pulsbeginn}^{Pulsende} [N_{\text{Einzelpuls}}(k) - C \cdot N_{\text{Myonnormpuls}}(k)]^2}{k_{\text{Pulsende}} - k_{\text{Pulsbeginn}}} \quad (5.4)$$

Das Einzelsignal wird dem Normpuls, von dem die Abweichung σ geringer ist, zugeordnet.

5.2 Verhältnis Pulshöhe-Pulslänge

Bei der zweiten untersuchten Methode werden die schon oben beschriebenen Unterschiede in der Amplitude und Länge der Einzelsignale ausgenutzt. Im Programm werden lediglich maximale Amplitude sowie Start- und Endkanalnummer des Signals ermittelt, aus denen das Verhältnis von Signalhöhe zu Signalbreite errechnet wird.

$$R = \frac{N_{\text{Maximum}}}{k_{\text{Pulsende}} - k_{\text{Pulsbeginn}}} \quad (5.5)$$

Dieses Verfahren zeichnet sich durch den vergleichsweise geringen Rechenaufwand pro Signal aus. Zudem war die bei Testmessungen erzielte Wahrscheinlichkeit für eine richtige Identifikation der Teilchen höher als bei der Verwendung des in Kap. 5.1 beschriebenen Verfahrens. Aus diesem Grund wird im folgenden mit dieser Identifikationsmethode gearbeitet.

5.2.1 Die Pulserkennungssoftware

Die Software für die Identifikation der Signale muß folgende Kriterien erfüllen:

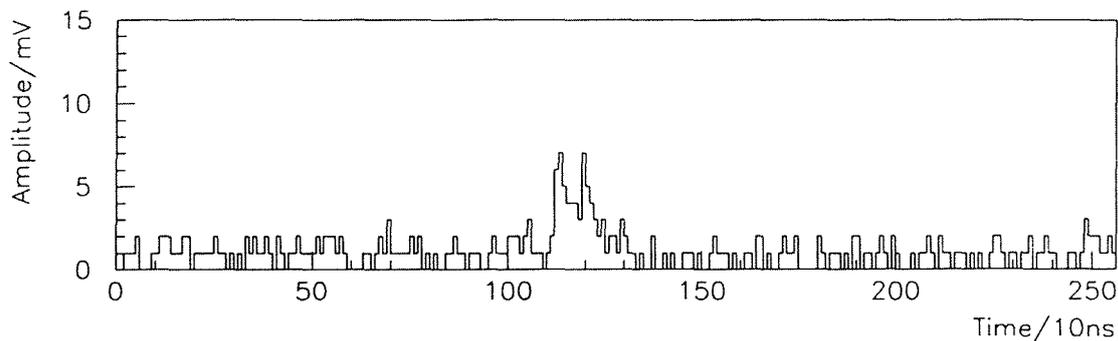


Abbildung 5.2: Die Signale von minimal ionisierenden Teilchen liegen oft nur wenig über dem Detektorrauschen

- **Identifikation von kleinen Signalen**

Da infolge der Landauf-fluktuation beim Durchgang von minimal ionisierenden Teilchen teilweise nur wenige Ladungen erzeugt werden, müssen auch Signale, die nur wenig über dem Untergrund liegen (Abb. 5.2), erkannt werden.

- **Unterdrückung von Störungen**

Die vorgeschaltete Triggerlogik startet die FADCs, wenn die Signalamplitude einen bestimmten Wert übersteigt. Diese Schwelle liegt nur wenig über dem Detektorrauschen, das sich aus einer Detektorkomponente und einer Elektronikkomponente zusammensetzt. Aus diesem Grund werden zum Teil auch Signale ausgelesen, die nicht von in der Kammer registrierten Teilchen herrühren, sondern auf äußere Einflüsse zurückzuführen sind. Ein Beispiel dafür sind die elektromagnetischen Signale von anderen Geräten, die am Hochspannungsdraht, der wie eine Antenne wirkt, aufgefangen werden.

Um einen vernünftigen Anhaltspunkt dafür zu haben, wann tatsächlich ein von einem detektierten Teilchen erzeugtes Signal vorliegt, wird zunächst, durch eine Mittelwertbildung mit anschließender Berechnung der Standardabweichung, die statistische Schwankung des Detektorrauschens berücksichtigt. Für die Mittelwertbildung werden die letzten 50 der insgesamt 256 Meßwerte eines FADCs verwendet. Dabei wird geprüft, ob nicht innerhalb dieser 50 Meßwerte ein Signal aufgetreten ist, das eine (fest eingestellte) Schwelle überschreitet. Wenn dieser Fall eintritt, werden ab dieser Stelle die letzten 50 Meßwerte, die zeitlich vor dem Überschreiten der Schwelle liegen, zur Berechnung herangezogen, die natürlich dem gleichen Kriterium unterliegen. Sind nach mehreren Versuchen weniger als die benötigten 50 Meßwerte übrig, wird die Messung verworfen.

Diese Berechnung der Mittelwerte und Standardabweichungen wurde bei Kalibrationsmessungen für jedes Signal durchgeführt. Aus Gründen des Rechenaufwandes, und da der Untergrund keinen Schwankungen im Sekundenbereich unter-

liegt, werden in der jetzigen Programmversion nur bei jedem 50. Signal Mittelwert und Standardabweichung berechnet.

Als Bedingung für den Beginn eines Signals wird gefordert, daß mindestens 6 Meßwerte, d.h. die Inhalte von 6 FADC-Kanälen, den Mittelwert des Rauschens um mehr als zwei Standardabweichungen übersteigen:

$$Data_{FADC}(i) \geq Mean_{Pedestal} + 2 \cdot \sigma_{Pedestal} \quad (5.6)$$

mit $i = j \dots p$ und $p - j \geq 5$.

Durch die Schwelle von zwei σ werden mit großer Wahrscheinlichkeit nur "echte" Signale erkannt, d.h. Untergrundschwankungen wirkungsvoll unterdrückt. Dies ermöglicht eine schnelle Erkennung der Signale, da die Untergrundschwankungen selten mehr als zwei σ vom Mittelwert abweichen. Die Mindestanzahl von FADC-Kanälen, die die Schwelle überschreiten müssen, wurde mit Hilfe von Kalibrationsmessungen optimiert (siehe Kap. 7).

Der nächste Programmschritt ist die Suche nach der maximalen Amplitude, bei der die auf den Start des Signals folgenden 25 Kanäle überprüft werden. Dies entspricht einem zeitlichen Abstand zwischen Beginn des Signals und Signalmaximum von $250ns$. Ein größerer zeitlicher Abstand kann bei den kurzen Driftwegen im SAMBA nicht auftreten. Liegt die größte Amplitude in Kanal 25, so wird das Ereignis verworfen, da dann nur eine Störung mit Frequenzen $\leq 4MHz$ oder mehrere zeitlich kurz hintereinanderfolgende detektierte Teilchen die Ursache des langen Signals sein können. Solche Störungen wurden im Labor teilweise beobachtet. Bedingung ist also:

$$t_{MaximaleAmplitude} - t_{Signalstart} \leq 250ns \quad (5.7)$$

Ausgehend von der nun bekannten maximalen Amplitude wird das Signalende als der Meßwert definiert, bei dem das Signal des Teilchens folgende Bedingung noch erfüllt:

$$Data(i) \geq \frac{MaximaleAmplitude}{3} + Mean_{Pedestal} \quad (5.8)$$

mit $MaximaleAmplitude = MaximalerMeßwert - Mean_{Pedestal}$. Verwendet man einen kleineren Wert als Schwelle für das Ende des Signals, wird man zu stark vom hinteren Teil des Signal abhängig, das wesentlich durch den Ladewiderstand des Hochspannungsdrahtes bestimmt ist. Denn durch den Ladewiderstand wird die Zeitkonstante für den Abfluß der Ladungen bestimmt. Hingegen besteht bei einer zu großen Schwelle die Gefahr, daß man beim Nachweis von minimal ionisierenden Teilchen die Elektronen, die größere Driftwege zurücklegen müssen, nicht mehr erkennt. Da sie nicht mehr das vollständige Feld des Hochspannungsdrahtes sehen, ist die Gasverstärkung geringer. Außerdem gehen auf dem längeren Driftweg mehr Elektronen durch Elektronenanlagerung verloren. Beide Effekte verringern die Signalamplitude am Hochspannungsdraht (Abb. 5.3). Diese späten Elektronen sind aber der beste Anhaltspunkt für das Vorliegen eines ionisierenden Teilchens.

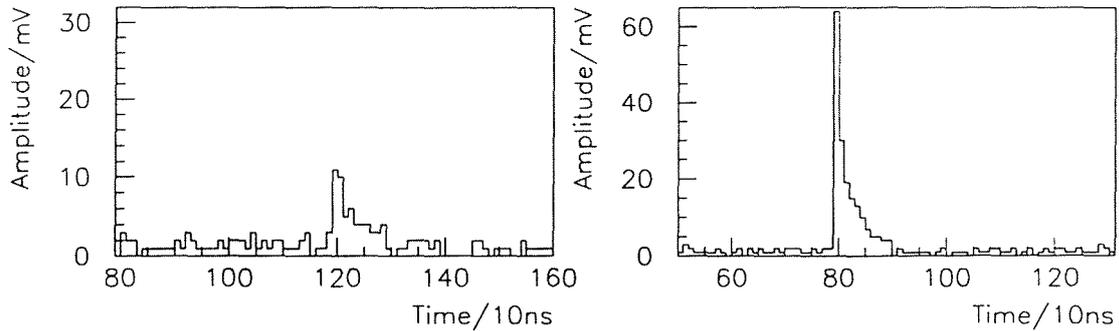


Abbildung 5.3: Bei zu großer Schwelle für die Erkennung des Signalendes verliert man die späten Elektronen von minimal ionisierenden Teilchen (links), bei einer zu kleinen Schwelle hat jedoch der Ladewiderstand zu großen Einfluß auf Signale von Photonen (rechts)

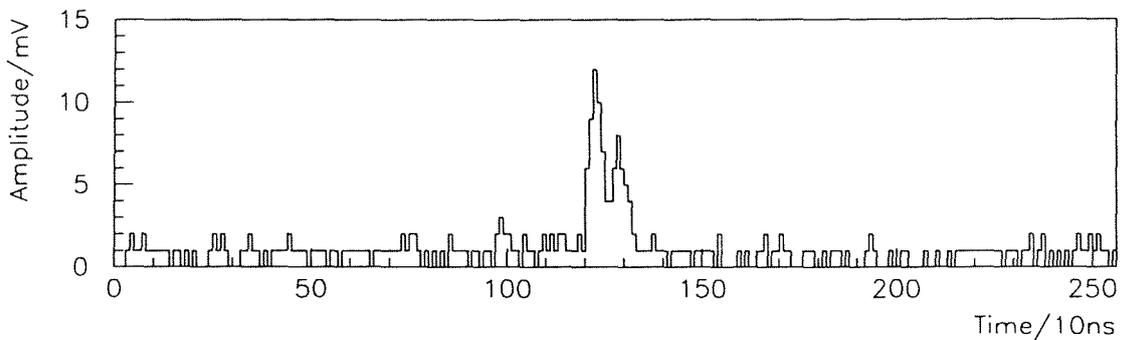


Abbildung 5.4: Doppelstruktur bei minimal ionisierenden Teilchen

Die jetzige Schwelle wurde ermittelt, indem man das Verfahren auf eine bestmögliche Trennung hin optimierte (siehe Kap. 7).

Durch die Landaufschwankungen bei minimal ionisierenden Teilchen kann das beobachtete Signal Doppelpeak-Strukturen aufweisen. Dabei können zwischen den beiden Maxima durchaus Meßwerte auftreten, die kleiner als die Schwelle für das Signalende sind (Abb. 5.4). Um diese Signale korrekt zu verarbeiten, wird mit der Suche nach dem Signalende 40 Kanäle ($\equiv 400ns$) nach dem Start des Signals begonnen. Dann untersucht die Routine die Meßwerte in Richtung des Signalbeginns.

Um einen Typ von Störungen, die teilweise eingefangenen hochfrequenten Schwingungen, zu unterdrücken, wird ausgenutzt, daß die Schwingungen bipolar sind (Abb. 5.5). Aus diesem Grund wird für alle Meßwerte zwischen dem Anfangs- und dem Endwert des Signals überprüft, ob sie kleiner als der Mittelwert des Rau-

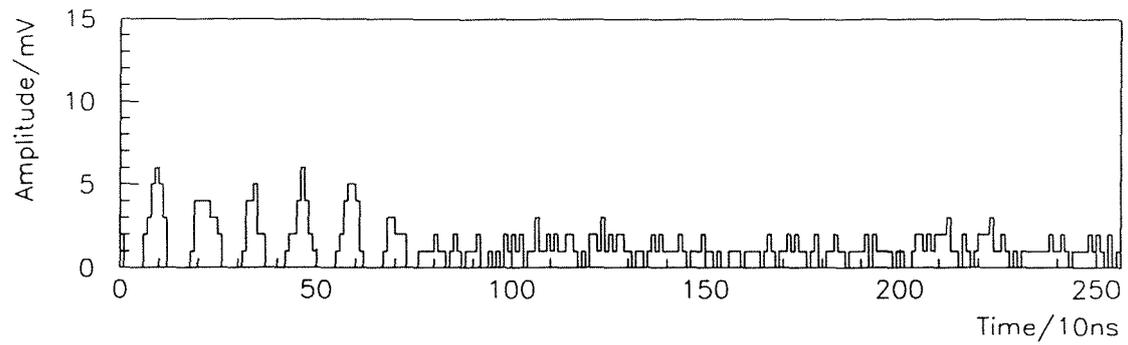


Abbildung 5.5: Hochfrequentes Störsignal

schens sind. Wenn ein solcher Meßwert gefunden wird, wird das Signal verworfen. Gleichzeitig werden in dieser Routine auch noch die Flächen unter dem Signal berechnet und histogrammiert.

Kapitel 6

Kalibrationsmessungen im Labor

Obwohl die verschiedenen Teilchen im Detektor durch unterschiedliche Wechselwirkungsprozesse nachgewiesen werden, war zunächst nicht klar, ob dies zur Unterscheidung zwischen Photonen und Elektronen ausgenutzt werden kann. In größeren Detektoren ist diese Entscheidung einfach, da Elektronen eine Ionisationsspur, und damit auf mehreren Drähten Signale, erzeugen. Das Photon hingegen ionisiert in den meisten Fällen gar nicht, und wenn, dann nur punktförmig. Die Signale sind in einem solchen Fall im wesentlichen nur auf einem Draht zu sehen. Die obige Methode kann nicht angewandt werden, da nur eine Drahtlage existiert. Testmessungen, bei denen die Signale der Kathodenpads, der kompletten Hochspannungs-Drahtlage und eines Einzeldrahtes untersucht wurden, zeigten früh, daß lediglich die Signale, die von einem separat mit Hochspannung versorgten Draht stammen, bei verschiedenen auftreffenden Teilchen Unterschiede erkennen lassen. Die systematischen Untersuchungen beschränken sich daher auf Signale, die auf einem einzelnen Hochspannungsdraht gesehen werden.

6.1 Aufbau

Zur Erzeugung von Photonen im Labor wurde eine variable Röntgenquelle verwendet, die Photonen mit Energien zwischen $\approx 8\text{keV}$ und $\approx 44\text{keV}$ liefert. Diese Photonen entstehen durch Röntgenfluoreszenz verschiedener Metallfolien, die von 60keV γ angeregt werden. Die primären Photonen entstehen beim Übergang des durch den α -Zerfall von $^{241}\text{Americium}$ entstehenden $^{237}\text{Neptunium}$ s in den Grundzustand. Die eingestellte Energie von $\approx 22\text{keV}$ entspricht der K_α -Linie von Silber. Dies ist eine typische, im Synchrotronpektrum an ALEPH vorkommende Energie.

Der Aufbau der Triggerlogik zur Messung von Photonen weicht nicht von dem später im Experiment genutzten Aufbau ab. Siehe dazu auch Kapitel 2.2.

Die Signale des betrachteten HV-Drahtes werden, nach elektronischer Verstärkung, zum FADC übertragen. Dort wird das Signal digitalisiert, und gleichzeitig ein Teil der Amplitude hochohmig abgegriffen. Dieser Teil wird verstärkt und (mit umgekehrter Polarität) in einen Diskriminator gespeist. Gleichzeitig zum

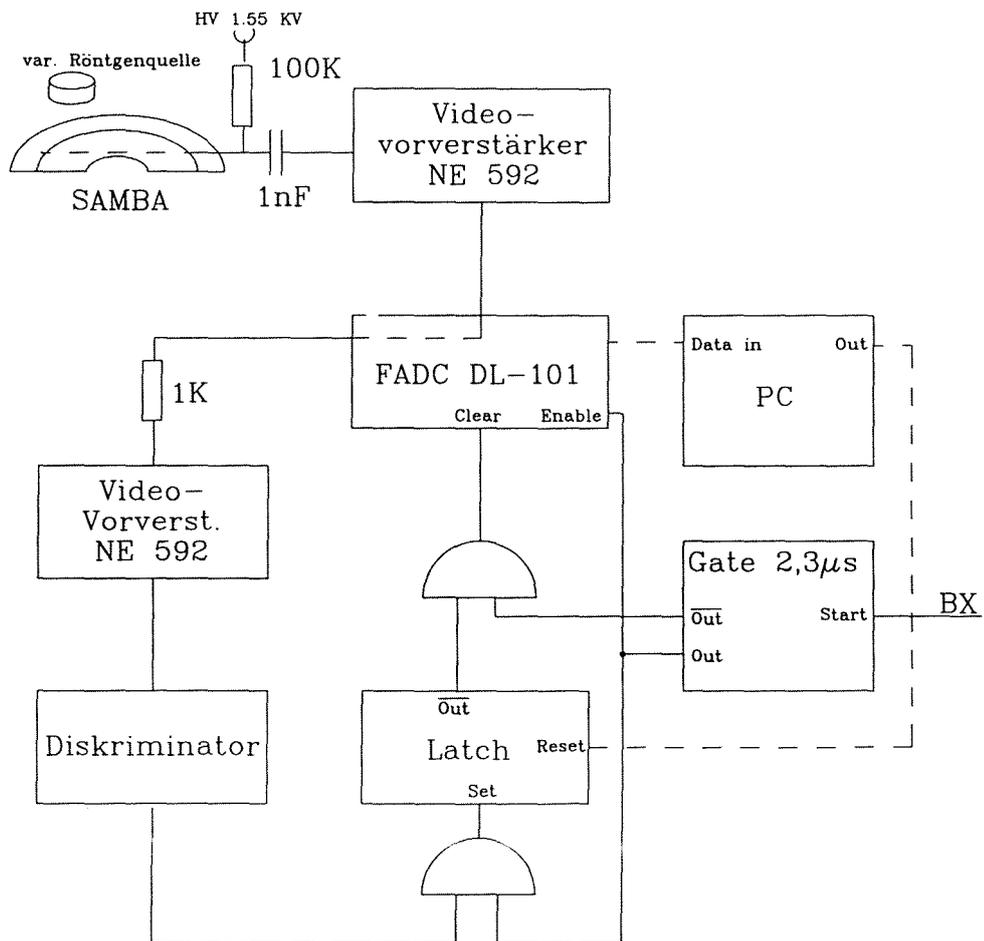


Abbildung 6.1: Aufbau für die Kalibrationsmessung von Photonen im Labor

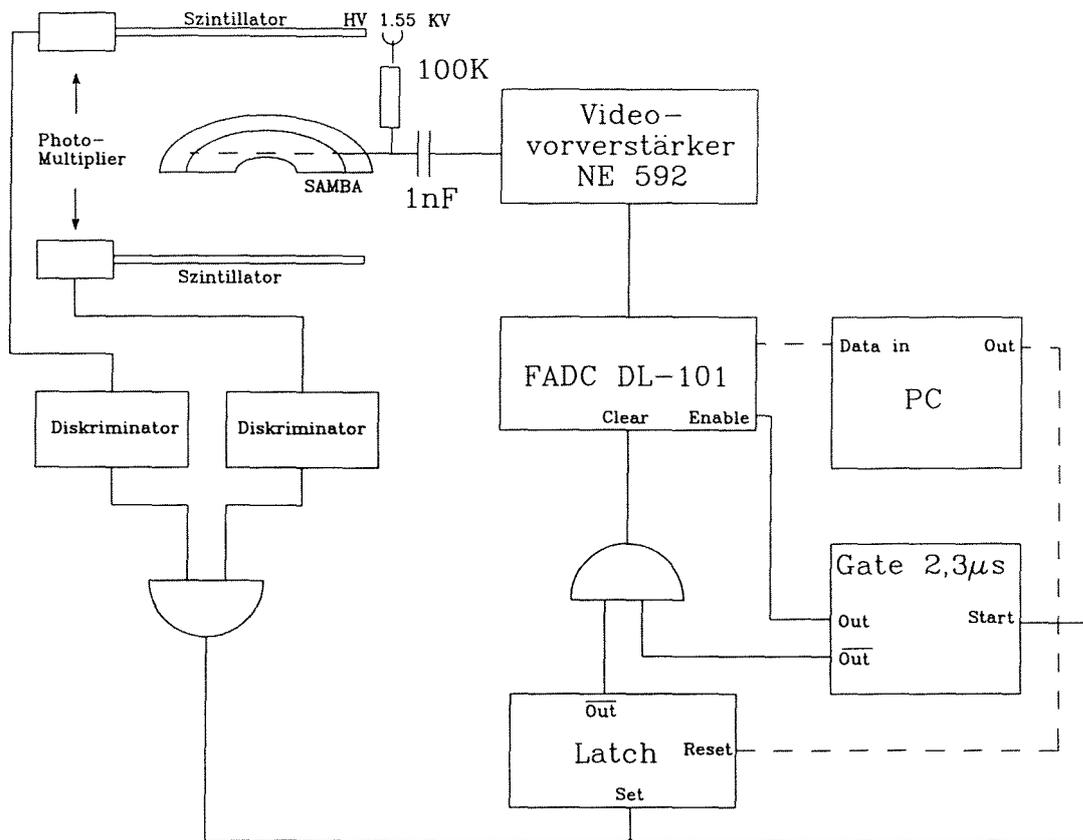


Abbildung 6.2: Aufbau für die Kalibrationsmessung von Myonen im Labor

Digitalisierungsvorgang im FADC kann so, mit Hilfe einer analogen Schaltung, schnell überprüft werden, ob ein Signal vorhanden war, d.h. ob die Amplitude eine bestimmte Schwelle überschritten hat. Dies dient als Entscheidungsgrundlage, ob das Signal vom Computer ausgelesen werden soll, oder ob der FADC gelöscht wird, bevor er dem Computer über ein LAM-Bit angezeigt hat, daß gültige Daten vorhanden sind.

Zur Simulation von Elektronen und Positronen wurde ein Szintillator-Teleskop in Betrieb genommen, bei dem man durch eine Doppelkoinzidenz sicherstellt, daß Myonen den Detektor in der Nähe des betrachteten Einzeldrahtes durchquert haben. Myonen der kosmischen Strahlung haben Energien im GeV -Bereich und erzeugen ebenso wie Elektronen und Positronen Ionisationsspuren im Detektor. Auch der Energieverlust pro Wegstrecke ($-\frac{dE}{dx}$) gleicht dem von Elektronen, da beide Teilchen minimal ionisierend sind. Sobald die an das Szintillatormaterial angeschlossenen Photomultiplier koinzident ein Signal erkennen, wird der FADC ausgelesen.

Die Daten der Ausleseprozesse werden abgespeichert, und können so mit ver-

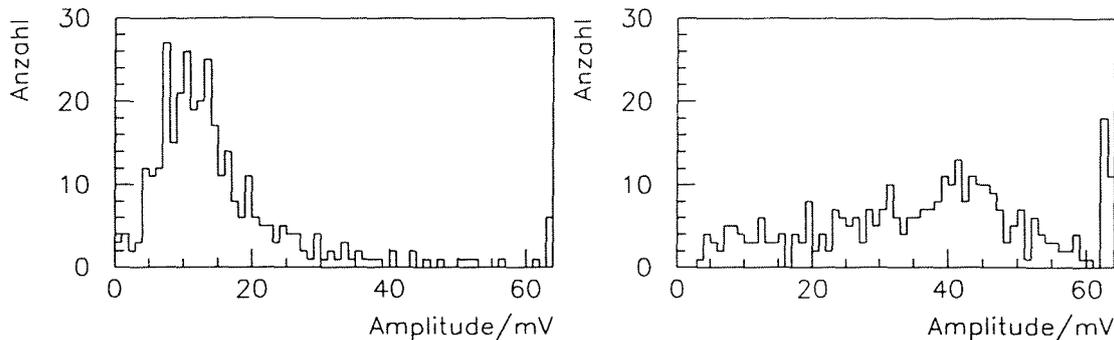


Abbildung 6.3: Signalamplituden von Myonen (links) und Photonen (rechts)

schiedenen Methoden untersucht werden. So kann eine Kalibration durchgeführt werden, da man davon ausgeht, daß einmal nur Photonen, das zweite Mal aber nur minimal ionisierende Teilchen gemessen wurden.

Bei der Messung der Photonen werden natürlich vereinzelt auch Myonen mitdetektiert, da sich der Myonenfluß nicht abschalten läßt. Aus Messungen mit dem Triggeraufbau für Photonen, jedoch ohne γ -Quelle, ist aber bekannt, daß die so gemessene Myonenrate im Vergleich zur Rate mit γ -Quelle sehr klein ist ($Rate_{MYON} \leq 0.01 \cdot Rate_{\gamma}$). Der Myonenuntergrund einer Photonenmessung ist im Rahmen der erzielten Genauigkeit vernachlässigbar.

6.2 Ergebnisse

An dieser Stelle soll nur das Endergebnis dargestellt werden. Hierfür wurde ein Schnittparameter gewählt, der mit etwa gleicher Güte Photonen und Myonen identifiziert. Bei der Darstellung der Kalibrationsmessung mit Strahldaten wird dieser Schnittparameter auch in weiten Grenzen variiert. Bei der Labormessung ging es zunächst um die Bestimmung der maximalen Identifikationswahrscheinlichkeiten. In die Messung gingen je 340 Photonen- und Myonensignale ein. In der Verteilung der Signalamplituden (Abb. 6.3) spiegelt sich der unterschiedliche Energieverlust von Photonen und Myonen wider. Während Photonen meist $8keV$ über einen Photoeffekt im Detektor deponieren, ist der Energieverlust der Elektronen geringer. Das Spektrum der Signalamplituden hat schon Ähnlichkeit mit dem erwarteten Energiespektrum. Durch Integration der Amplitudenmeßwerte zwischen Beginn und Ende des erkannten Signals kann man die Ladung, und damit die deponierte Energie, erhalten. Auch die Verteilung der Signallängen (Abb. 6.4) entspricht der Erwartung, daß Photonen lokal ionisieren, also die erzeugten Ladungen ein kurzes Signal verursachen. Die Signale von Myonen sind im Mittel länger. Zweidimensional aufgetragen (Abb. 6.5) zeigt sich, daß es durchaus Photonensignale gibt, bei denen Amplitude und Signallänge Werte annehmen, die für ein Myon typisch sind. Genauso verhält es sich im umgekehrten Fall. Die Ursache hierfür ist schon prinzipiell durch den Detektoraufbau gegeben (siehe auch Kap.

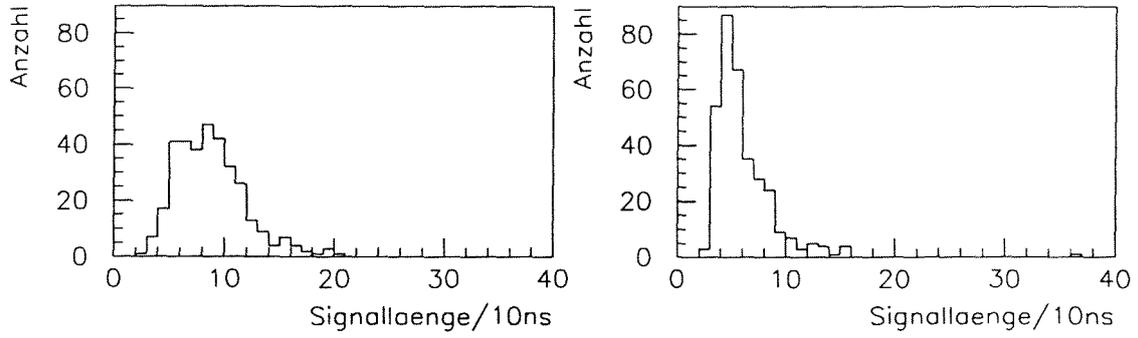


Abbildung 6.4: Signallängen von Myonen (links) und Photonen (rechts)

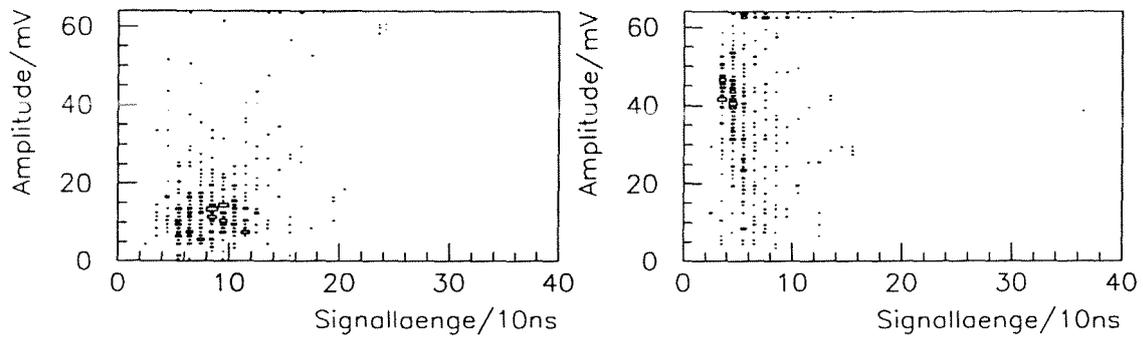


Abbildung 6.5: Signalamplituden und -längen für Myonen (links) und Photonen (rechts)

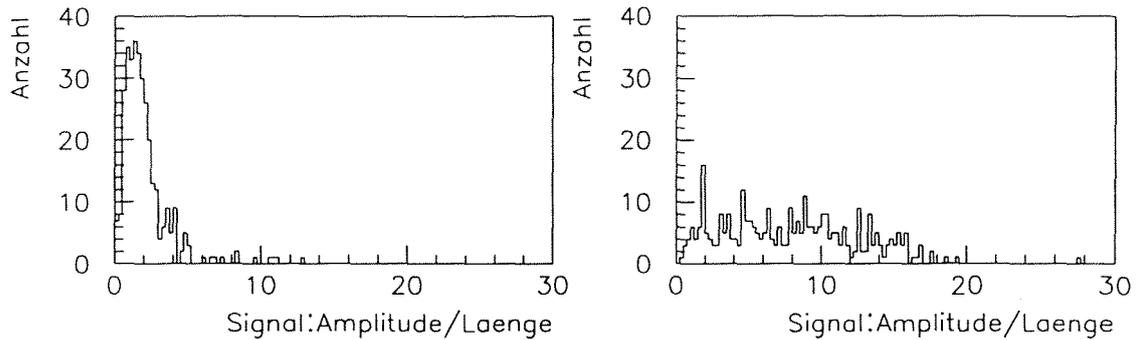


Abbildung 6.6: Verhältnis $\frac{\text{Signalamplitude}}{\text{Signallänge}}$ von Myonen (links) und Photonen (rechts)

Korrekt identifizierte Myonen:	83.9%
Mißidentifizierte Myonen:	16.1%
Korrekt identifizierte Photonen:	83.4%
Mißidentifizierte Photonen:	16.6%

Tabelle 6.1: Identifikationswahrscheinlichkeit der Labormessung

7.3.1). Dennoch läßt sich der überwiegende Teil der Photonen und Myonen über die Parameter Amplitude und Länge gut trennen.

Für eine schnelle Online-Verarbeitung der Signale bietet es sich an, das Verhältnis Amplitude/Signallänge zur Identifikation der Signale zu verwenden. Dies entspricht der Einteilung des zweidimensionalen Histogramms (Abb. 6.5) in zwei Bereiche mittels einer Ursprungsgeraden. Außer einer Ursprungsgeraden ist natürlich auch eine andere Kurve in dem zweidimensionalen Histogramm denkbar. Diese Möglichkeit wurde jedoch nicht weiter untersucht, da die zweidimensionale Darstellung der Signale keine deutlich bessere Unterscheidung damit erwarten ließ (siehe auch Abb. 7.5). Daß diese Einteilung eine vernünftige Trennung ermöglicht, zeigt sich in Abb. 6.6, in der das obige Verhältnis für Myonen und Photonen aufgetragen ist. Wenn man nun versucht, Photonen und Myonen mit gleicher Güte nachzuweisen, liefert eine Ursprungsgerade mit der Steigung 3 die in Tab. 6.1 aufgeführten Werte. In Kap. 7 wird die Steigung der Schnittgeraden auch variiert.

Kapitel 7

Kalibrationsmessungen am LEP

Die im Labor durchgeführten Kalibrationsmessungen sind nicht direkt auf den normalen Betrieb übertragbar, da die Photonen am LEP spektral verteilt, und nicht, wie in der Labormessung, monoenergetisch sind. Auch zwischen den vermessenen Myonen im Labor und den "Off-momentum-particles" am LEP können hinsichtlich des mittleren Energieverlustes kleine Unterschiede bestehen. Primär diente die Labormessung natürlich dazu, prinzipielle Möglichkeiten und Grenzen des Verfahrens zu untersuchen, und es zu optimieren. Bei der Messung am LEP kann man leider keine speziellen Untergrundbedingungen, bei denen nur Photonen auftreten, fordern. Daher wurde auch dort mit einer Photonenquelle, aber mit den im Einsatz befindlichen FADCs gemessen. Außerdem wurde anhand dieser Messung die Software zu Pulserkennung optimiert und zusätzlich in wenigen Punkten geändert. Die Änderungen ermöglichen im wesentlichen eine schnellere Signalverarbeitung (z.B. Mittelwertberechnung nur alle 50 Auslesezyklen).

Für die Messung von Elektronen und Positronen wurde eine Phase stabiler Strahlbedingungen abgewartet. Bei der dafür genutzten Kollimatorstellung können keine direkten Photonen den ALEPH-Detektor treffen ([2]). Die ankommenden Teilchen sind also fast ausschließlich Elektronen und Positronen. Außerdem sollten bei diesen Strahlbedingungen alle SAMBA-Halbebenen einen ähnlich zusammengesetzten Strahluntergrund sehen. Dies kann man z.B. nutzen, um systematische Unterschiede zwischen den FADCs auszugleichen. Vor allem die unterschiedliche Einstellung der in den FADCs eingebauten Vorverstärker, die nur bis zu einem gewissen Grad genau justiert werden kann, läßt sich so bei der Auswertung der Signale in der Software berücksichtigen. Bei der Zuordnung der Signale aufgrund des Verhältnisses $R = \frac{\text{Signalamplitude}}{\text{Signallänge}}$ werden diese ab einem bestimmten Wert für R als Photon erkannt. Teilchen, bei denen R kleiner ist, werden als minimal ionisierende Teilchen eingeordnet. Der Wert der Schwelle ist von der eben genannten FADC-Verstärkung und von der Verstärkung direkt am SAMBA (die allerdings besser als die FADC-Verstärkung zu justieren ist) abhängig.

Um einen guten Wert der einzelnen Schwellen zu erhalten, wurden Einzelsignale der FADCs auf einer Festplatte abgespeichert. Mit diesem Datensatz konnte dann für verschiedene Schwellenwerte berechnet werden, wieviel Prozent der Sig-

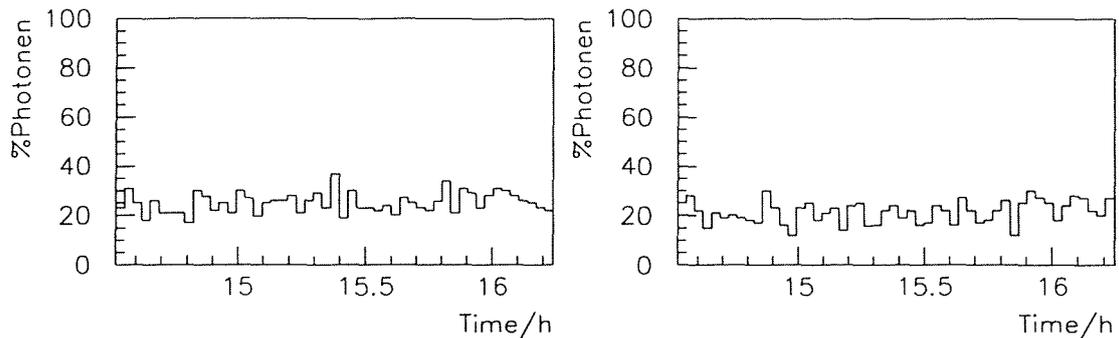


Abbildung 7.1: Photonenanteil während "Stable beam" gemessen mit FADC-Modul-0 (d.h. mit FADC-0 und FADC-2)

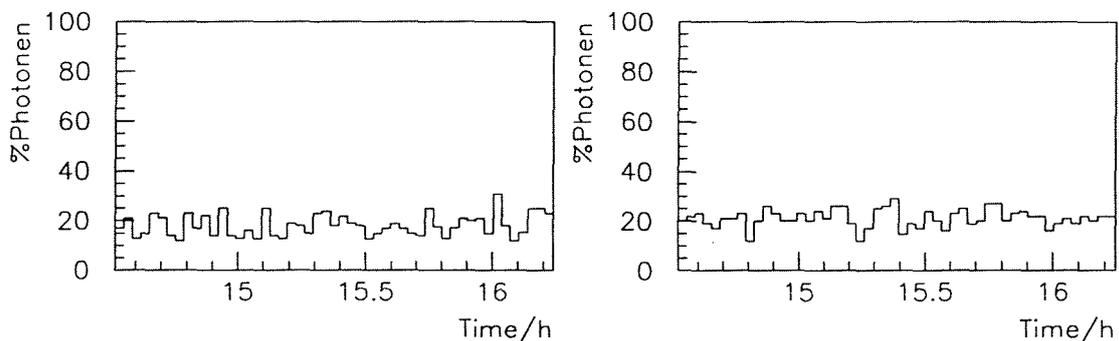


Abbildung 7.2: Photonenanteil während "Stable beam" gemessen mit FADC-Modul-1 (d.h. mit FADC-1 und FADC-3)

nale korrekt identifiziert werden. Zusätzlich kann man damit das Verfahren der Signalerkennung und -berechnung so optimieren, daß bei einer hohen Auflösung des Verfahrens gleichzeitig möglichst viele Signale noch als von Teilchen stammend erkannt werden. Dafür muß man davon ausgehen, daß bei der Messung der Photonen keine minimal ionisierenden Teilchen die Messung stören, d.h., daß wirklich nur Photonen gemessen wurden. Diese Annahme trifft sicherlich noch besser zu als bei der Kalibrationsmessung im Labor, da sich der ALEPH-Detektor in ca. 160m Tiefe befindet. Die Myonenrate ist daher geringer als im Labor in Siegen. Bei der Messung der Elektronen und Positronen können natürlich auch noch Photonen registriert werden, aber die Wahrscheinlichkeit hierfür ist aufgrund der nötigen Mehrfachstreuung doch sehr gering. Dies zeigt sich auch, wenn man mit der im Labor ermittelten Einstellung für den Schnittparameter erst grobe Messungen durchführt. Dieser Schnittparameter berücksichtigt noch nicht die Unterschiede der verschiedenen FADCs, ist aber für eine qualitative Aussage ausreichend. Man erkennt, daß der Anteil der Photonen (gemessen mit einem einzigen Schnittparameter für alle FADCs) in einer Phase stabilen Strahls sehr gering ist (siehe Abb. 7.1 und Abb. 7.2).

Modulnummer	FADC-Nummer	Detektor
FADC Modul 0	FADC 0	SAMBA Seite A Jura
FADC Modul 1	FADC 1	SAMBA Seite A Saleve
FADC Modul 0	FADC 2	SAMBA Seite B Jura
FADC Modul 1	FADC 3	SAMBA Seite B Saleve

Tabelle 7.1: Zuordnung der FADCs zu den SAMBA-Halbebenen

7.1 Aufbau

Im ALEPH-Experiment kommen insgesamt 4 SAMBA-Halbebenen zum Einsatz. Ein System zur Drahtauslese ist auf jeder der Halbebenen installiert, so daß 4 FADCs zur Digitalisierung der Signale benötigt werden. Es sind immer 4 FADCs in einem Modul untergebracht. Davon müssen 2 gleichzeitig ausgelesen werden, sobald in einem der FADC-Trigger ein Signal erkannt wird. Sinnvoll ist die Auslese von zwei FADCs auf einen Trigger hin deshalb, weil im Ausgabeformat des FADC-Moduls immer die Daten von zwei FADCs in einem 16-Bit Wort zusammengefaßt sind. Man muß also immer zwei FADCs auslesen, selbst wenn nur die Daten des einen relevant sind. Mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit können auch beide gleichzeitig ein Signal sehen. In diesem Fall kann man einen Lesezyklus sparen.

Die Zuordnung der FADCs zu den entsprechenden SAMBA-Halbebenen ist gemäß Tabelle 7.1 vorgenommen. Dabei wurde absichtlich je ein FADC pro Modul für eine SAMBA-Halbebene auf der A-Seite des ALEPH-Detektors, und einer für eine SAMBA-Halbebene auf der B-Seite verwendet. Die erwarteten Unterschiede im Strahluntergrund treten meist zwischen der A- und der B-Seite des ALEPH-Detektors auf. Durch obige Zuordnung sollen systematische Fehler durch unterschiedliche Module minimiert werden.

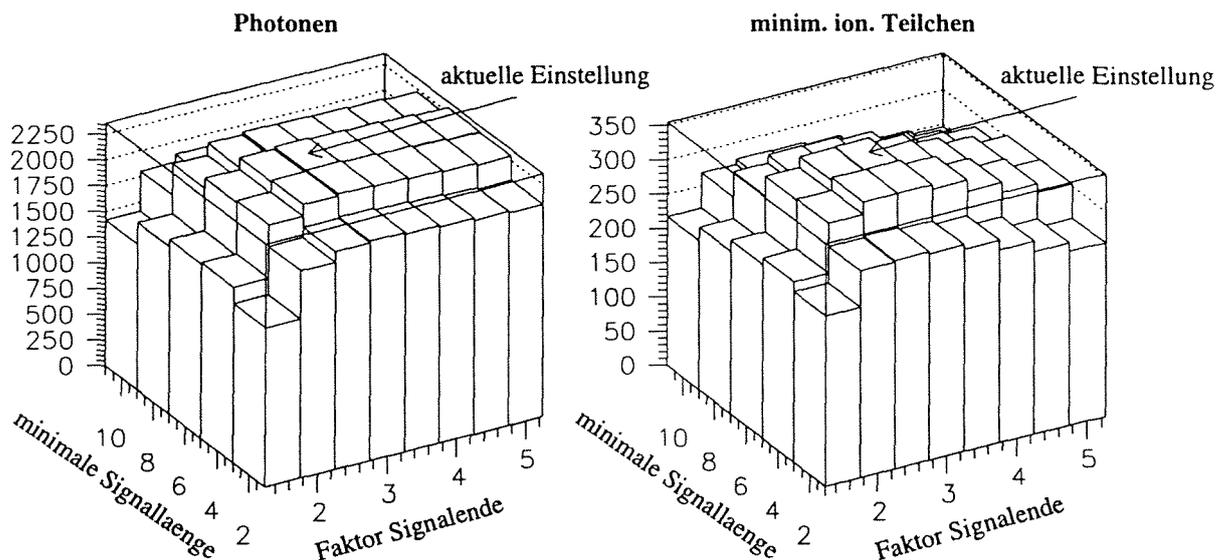


Abbildung 7.3: Anzahl von identifizierten Photonen und minimal ionisierenden Teilchen bei unterschiedlicher Wahl der Parameter für die Signalerkennung

7.2 Ergebnisse

Zunächst werden für den gespeicherten Datensatz zwei für die Signalerkennung wichtige Parameter gleichzeitig variiert. Der erste Parameter ist die Mindestanzahl von Meßwerten, die bei einem Signal die Forderung 5.6 erfüllt (*minimale Signallänge*). Diese Bedingung muß erfüllt sein, um den Beginn eines Signals erkennen zu können. Der zweite Parameter ist der Bruchteil der maximalen Signalamplitude, an dem das Ende des Signals festgelegt wird (*Faktor für Signallende*). Zur Erläuterung der Parameter siehe auch Kap. 5.2.1. Die Wahl der Parameter stellt einen Kompromiß dar zwischen dem Wunsch, möglichst viele Signale zu erkennen, und gleichzeitig eine hohe Wahrscheinlichkeit für eine korrekte Identifikation zu erreichen.

In Abb. 7.3 erkennt man, daß die Parameter, die im jetzigen Analyseprogramm eingesetzt werden, sowohl für Photonen als auch für minimal ionisierende Teilchen eine gleichermaßen gute Signalerkennung ermöglichen. Zudem befinden sich die Parameter in einem stabilen Bereich, d.h. eine kleine Änderung beeinflusst die Signalerkennung kaum. Ein ähnliches Bild zeigt sich in Abb. 7.4. Die Wahrscheinlichkeiten, Elektronen und Photonen korrekt zu identifizieren, sind hier addiert. Für diese Messung wurde der Schnittparameter jeweils so eingestellt, daß beide Teilchensorten mit gleicher Sicherheit identifiziert werden. Die gewählten Parameter gestatten eine gute Identifikation der Signale. Auch hier haben kleine Variationen der Parameter keine oder nur geringe Änderungen im Ergebnis zur Folge. Zwar gibt es hier andere Wahlmöglichkeiten, die eine geringfügig höhere Wahrscheinlichkeit für eine richtige Identifikation liefern, aber bei Wahl dieser Parameter werden viele Signale überhaupt nicht erst erkannt (Abb. 7.3). Die Wahl der Parameter nach Tab. 7.2 erlaubt die Erkennung möglichst vieler Signale bei gleichzeitig guter

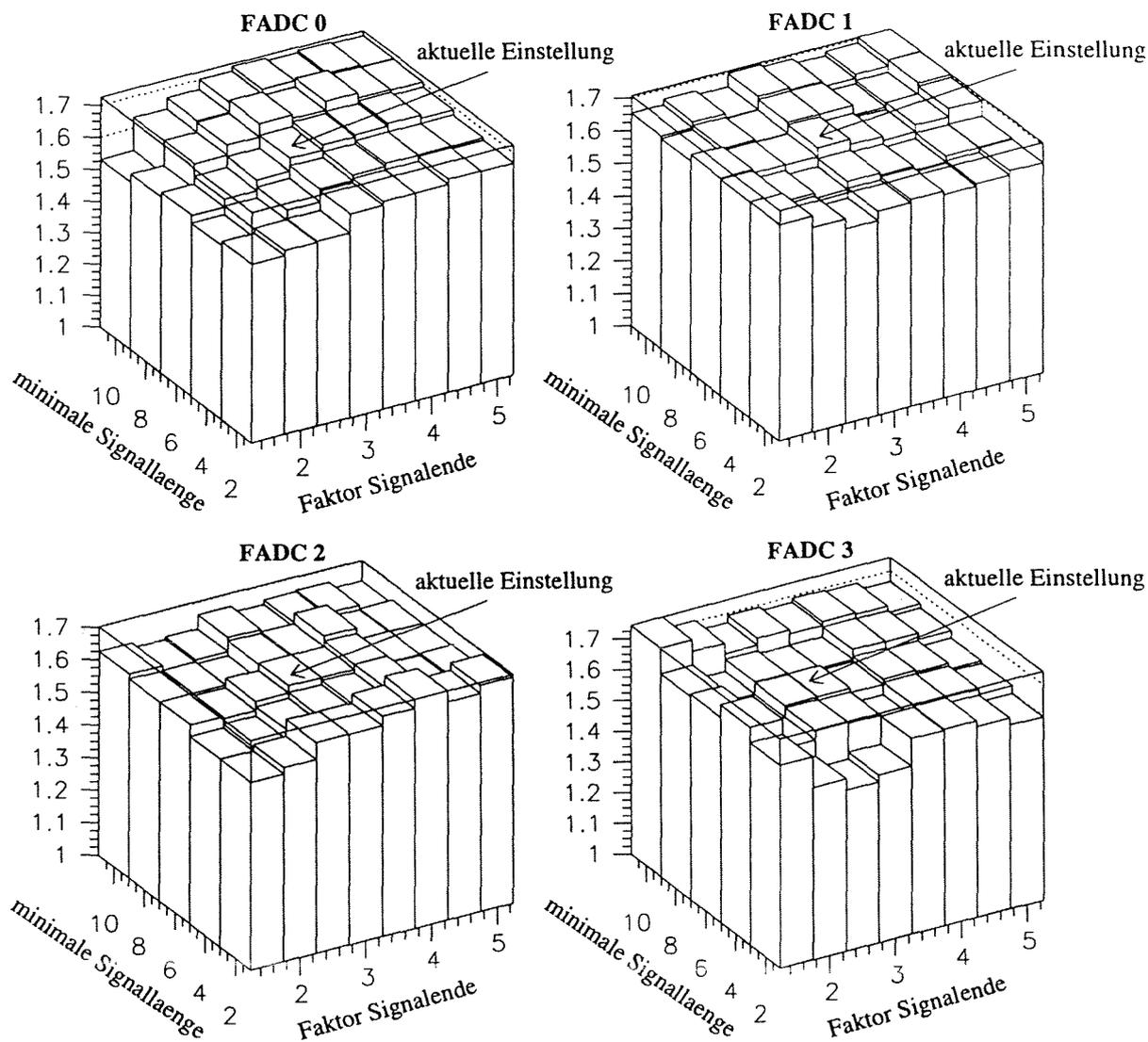


Abbildung 7.4: Addierte Wahrscheinlichkeit einer korrekten Identifikation für Elektronen und Photonen bei unterschiedlicher Wahl der Parameter für die Signalerkennung

Parameter	Wert
Minimale Startlänge	6
Faktor für Signalende	3

Tabelle 7.2: Parameterwahl im Analyseprogramm

FADC-Nummer	Schnitt	Ident. richtig e^\pm	Ident. richtig γ
FADC 0	4.6	83.3%	83.6%
FADC 1	2.9	83.9%	84.0%
FADC 2	4.7	82.7%	82.6%
FADC 3	3.1	82.5%	82.6%

Tabelle 7.3: Schnittparameter und Identifikationswahrscheinlichkeit der FADCs

Identifikation der verschiedenen Teilchenarten.

In Abb. 7.6 ist erkennbar, daß es tatsächlich für den gleichen Schnittparameter Unterschiede zwischen den Identifikationswahrscheinlichkeiten der einzelnen FADCs gibt. Die Schnittparameter können nun so gewählt werden, daß mit allen FADCs mit gleicher Wahrscheinlichkeit Photonen und minimal ionisierende Teilchen richtig identifiziert werden. Außerdem ist dann gleichzeitig die Wahrscheinlichkeit bekannt, mit der die Teilchen bei dem entsprechenden Schnitt richtig identifiziert werden. Dies ist für eine Rückrechnung auf die tatsächlich vorhandenen Teilchen wichtig (siehe dazu Kap. 8). Anhand der Abb. 7.6 wurden die Schnittparameter und die damit erzielte Wahrscheinlichkeit für eine korrekte Identifikation bestimmt (siehe Tab. 7.3). Einen Eindruck der typischen Unterschiede in Signalamplitude und Signallänge bei verschiedenen Teilchensorten vermitteln die 2-dimensionalen Histogramme in Abb. 7.5.

Für weitere Anwendungen kann man sich auch vorstellen, einen oberen und einen unteren Schnittparameter einzuführen. Damit ist man in der Lage, Photonen und Elektronen mit hoher Reinheit zu erhalten. Nützlich ist dies z.B., wenn man bestimmte Eigenschaften einer Teilchensorte betrachten möchte. Dies ist aber im normalen Einsatz nicht das Ziel der Messung. Daher werden auch die Messungen im folgenden Kapitel mit nur einem Schnittparameter durchgeführt.

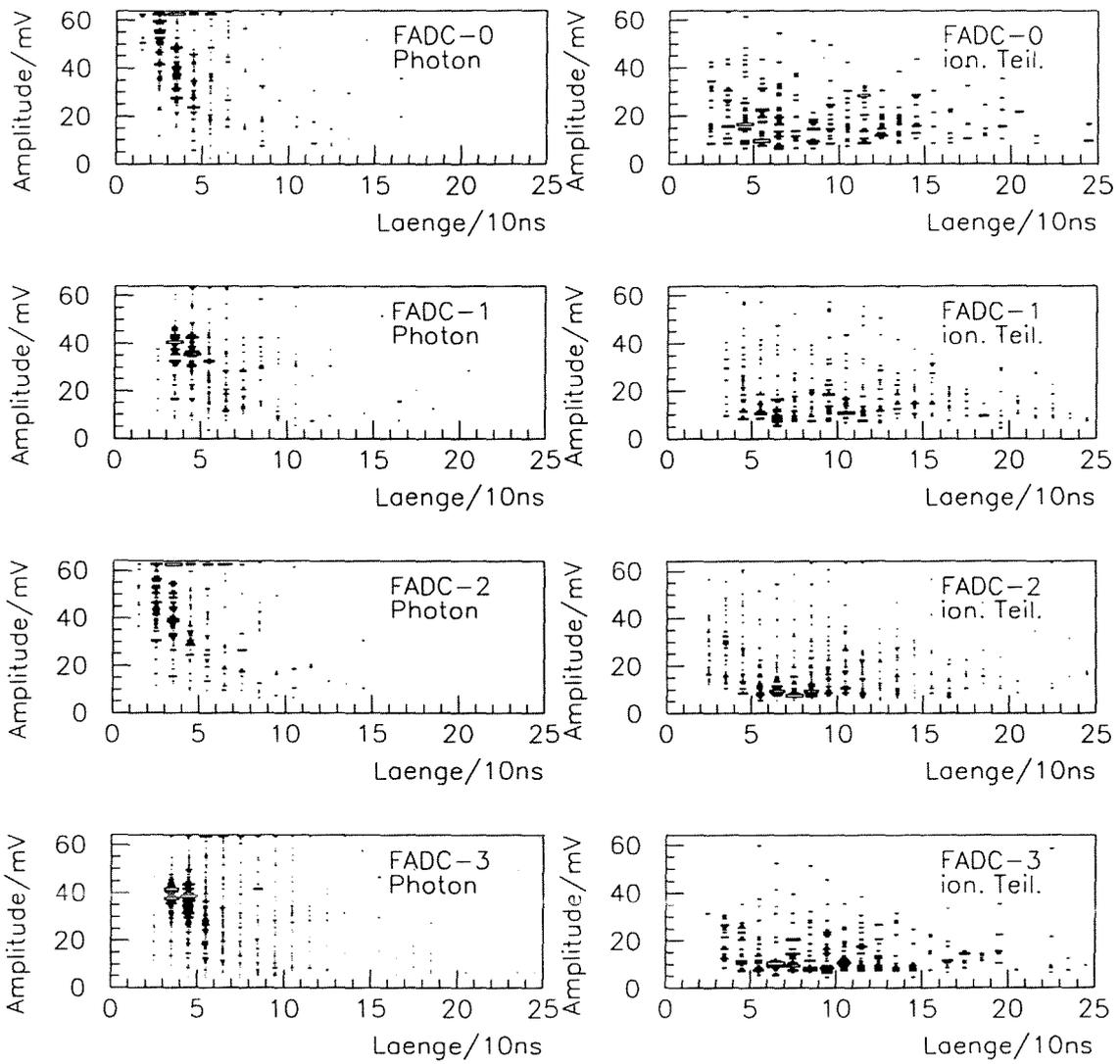


Abbildung 7.5: Signalamplituden und -längen für Photonen (links) und minimal ionisierende Teilchen (rechts)

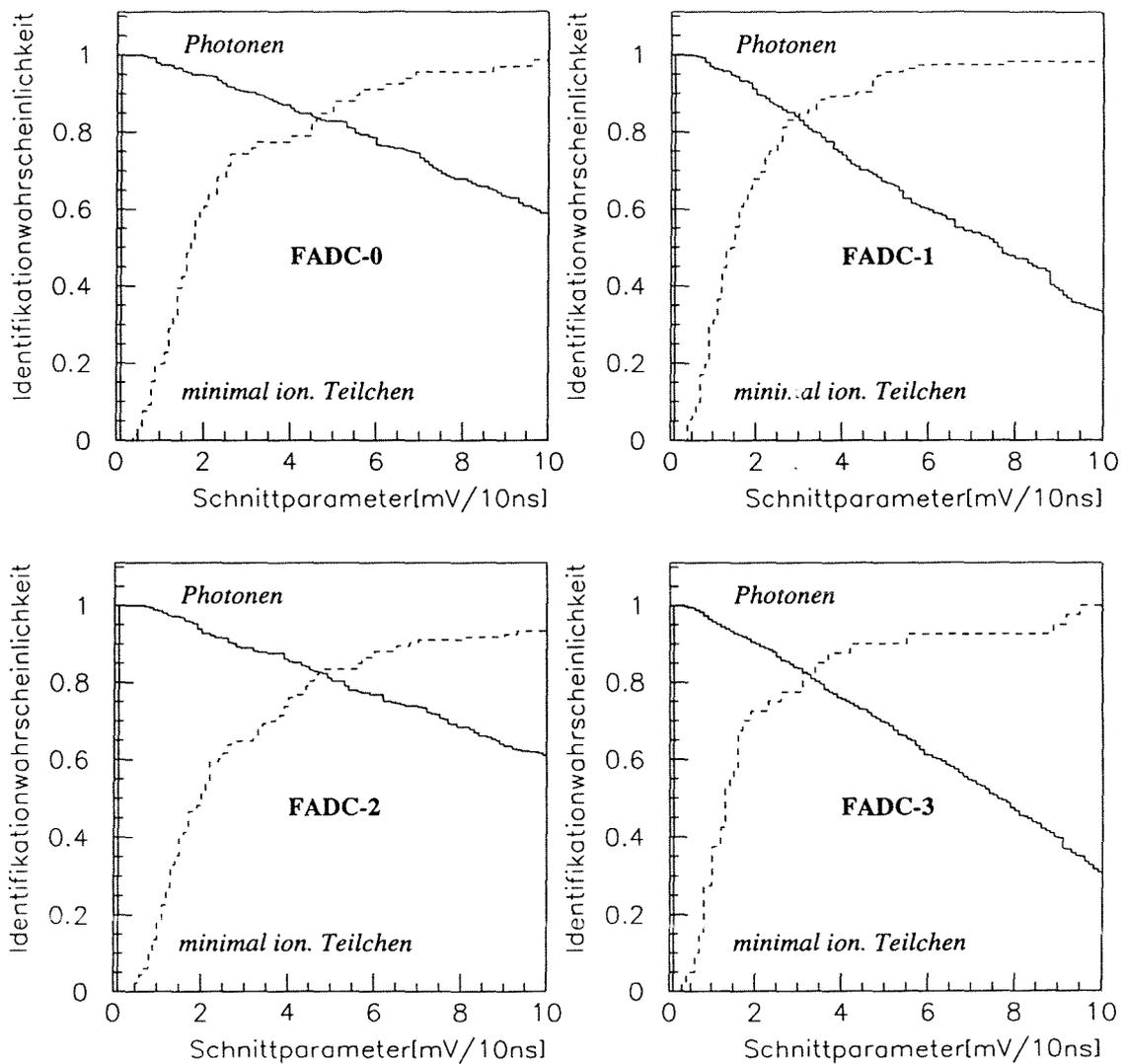


Abbildung 7.6: Identifikationswahrscheinlichkeit für Photonen (durchgezogen) und minimal ionisierende Teilchen (gestrichelt) als Funktion des Schnittparameters $R = \frac{\text{Signalhöhe}}{\text{Signallänge}}$

7.3 Fehlerbetrachtung

7.3.1 Systematischer Fehler durch prinzipbedingte Mißidentifikation

Wie die Kalibrationsmessungen zeigen, ist es mit der beschriebenen Methode nicht möglich, im Einzelfall mit mehr als $\approx 83\%$ iger Wahrscheinlichkeit ein vorliegendes Signal richtig als Elektron oder Photon zu identifizieren. Dieser systematische Fehler der Messung ist prinzipbedingt, und hängt mit dem Aufbau des SAMBA-Detektors zusammen.

In Kap. 4.1 wurde der wahrscheinlichste Prozeß für die Wechselwirkung von Photonen mit dem SAMBA-Detektor, die Röntgenfluoreszenz im Kupfer, dargestellt. Bei diesem Prozeß wird ein Elektron freigesetzt, das Energie im Bereich von mehreren $10keV$ erhält:

$$E_e = E_\gamma - E_{Bind.}(K_{Cu}) \quad (7.1)$$

Mit einer endlichen Wahrscheinlichkeit kann ein Elektron, das in der Nähe der Detektorinnenfläche erzeugt wird, in das empfindliche Detektorvolumen gelangen, und dort eine Ionisationsspur erzeugen. Diese Spur wird dann im Detektor nachgewiesen. Der Nachweis des gleichzeitig entstandenen Röntgenfluoreszenzphotons im Detektor ist aber selten möglich. In einem Teil der Fälle, in dem ein Photon auf den Detektor trifft, kann daher ein Elektron nachgewiesen werden. Umgekehrt besteht für ein Elektron, das statistisch entlang der Spur verteilte Ionisationscluster erzeugt, die Möglichkeit, nur wenige primäre Cluster zu erzeugen. In diesem Fall wird am Zähldraht kein zeitlich aufgelöstes Signal gesehen, sondern ein kurzes Signal, welches aufgrund der geringeren deponierten Ladung dem eines Photons geringer Energie ähnelt.

Die Wahrscheinlich für die beschriebenen Effekte läßt sich nur schlecht berechnen. Realistischer ist eine Monte-Carlo-Studie, wie sie zur Zeit von Herrn Gerd Lutters am CERN durchgeführt wird.

Eine Abschätzung kann man jedoch aufgrund der Kenntnis der durchgeführten Kalibrationsmessungen vornehmen. So zeigt Abb. 7.4, daß die Wahrscheinlichkeit für eine richtige Identifikation auch dann, wenn sehr strenge Maßstäbe an die Signalerkennung gelegt werden, nicht wesentlich über einen Wert von ca. 85% für die verschiedenen Teilchen hinausgeht. Die Identifikation von Signalen mittels dieses Verfahrens ist also durch einen systematischen Fehler von etwa 15% für die beiden Teilchensorten gekennzeichnet. Dabei muß der Fehler nicht unbedingt für Elektronen und Photonen gleich sein. Der Einfluß des Fehlers wird aber auf beide Teilchenarten gleichmäßig verteilt, indem der Schnittparameter für die Identifikation der Teilchen so eingestellt wird, daß die Wahrscheinlichkeit einer korrekten Identifikation gleich ist. Diese Forderung resultiert aus der Aufgabenstellung, die eine Trennung der Anteile des Strahluntergrundes fordert. Dabei müssen die verschiedenen Anteile natürlich mit gleicher Wahrscheinlichkeit identifiziert werden.

Dieser systematische Fehler gilt jedoch nur für die Einzelmessung. Nach einer durchgeführten Kalibrationsmessung und für den Fall mehrerer Teilchen kann der Einfluß dieses systematischen Fehlers deutlich verringert werden (siehe Kap. 8).

Im folgenden soll versucht werden, rechnerisch eine grobe Abschätzung des erwarteten systematischen Fehlers bei der Messung von Photonen vorzunehmen. Ausgehend von Photonen, die mit einer Energie von $50keV$ (typische Energie der Synchrotronphotonen) auf den SAMBA treffen, kann man die Anteile, die an verschiedenen Stellen im Detektor wechselwirken, abschätzen. Dazu wurden die Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten und Reichweiten aus Abb. 7.7 und 7.8 verwendet. Es ergeben sich folgende Werte:

Anteil der Photonen mit Photoeffekt in einer Kupferschicht:

$$P_{Photo}^{Cu} = 0.04975 \quad (7.2)$$

Anteil der Photonen mit Comptoneffekt in einer Kupferschicht:

$$P_{Compton}^{Cu} = 0.003273 \quad (7.3)$$

Faktor für Abstrahlung eines Röntgenfluoreszenzphotons in einen Raumwinkel von 2π :

$$P_{2\pi} = 0.5 \quad (7.4)$$

Faktor für Röntgenfluoreszenzphoton (mit $E = E_K^{Cu} \approx 8keV$), das im Mittel noch $12.5\mu m$ Kupfer durchquert:

$$P_{\gamma \rightarrow \frac{1}{2}Cu} = 0.6359 \quad (7.5)$$

Faktor für Röntgenfluoreszenzphoton (mit $E = E_K^{Cu} \approx 8keV$), eine vollständige Kupferschicht zu durchqueren:

$$P_{\gamma \rightarrow Cu} = 0.4035 \quad (7.6)$$

Faktor für Photoelektronen (mit $E = E_0 - E_K^{Cu} \approx 42keV$), aus der Kupferschicht zu gelangen:

$$P_{e^- \rightarrow \frac{1}{2}Cu}^{Photo} = \frac{\text{max. Reichweite}(42keV)}{25\mu m} \approx 0.1571 \quad (7.7)$$

Faktor für Comptonelektron mit $E_{max} = 8.2keV$ (gemäß Gl. 4.3), aus der Kupferschicht zu gelangen:

$$P_{e^- \rightarrow \frac{1}{2}Cu}^{Compton} = \frac{\text{max. Reichweite}(8.2keV)}{25\mu m} \approx 1.301 \cdot 10^{-3} \quad (7.8)$$

Faktor für Wechselwirkung von $50keV$ -Photonen in Argon:

$$P_{WW}^{Ar} = 1.233 \cdot 10^{-3} \quad (7.9)$$

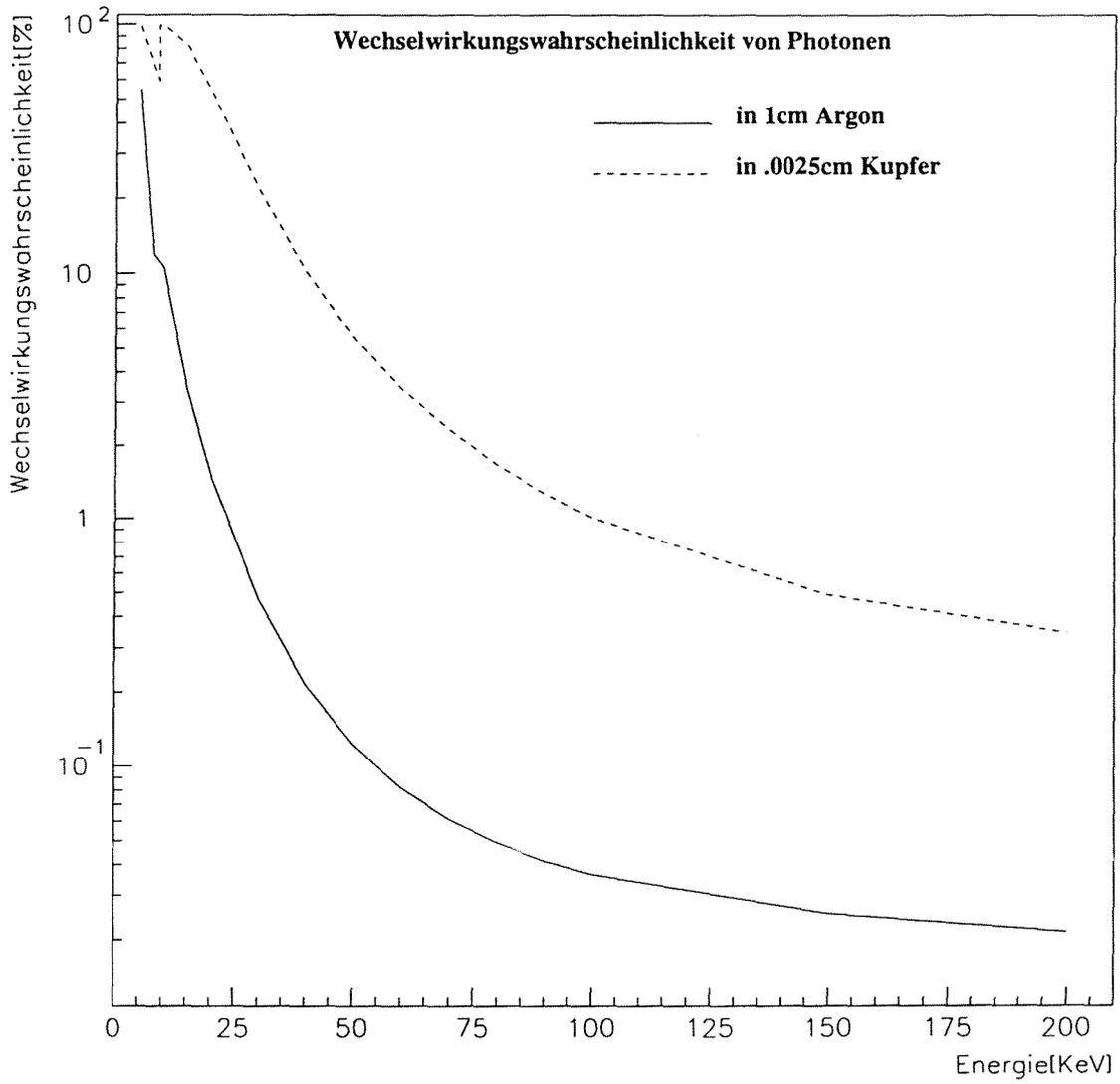


Abbildung 7.7: Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Photonen ([7])

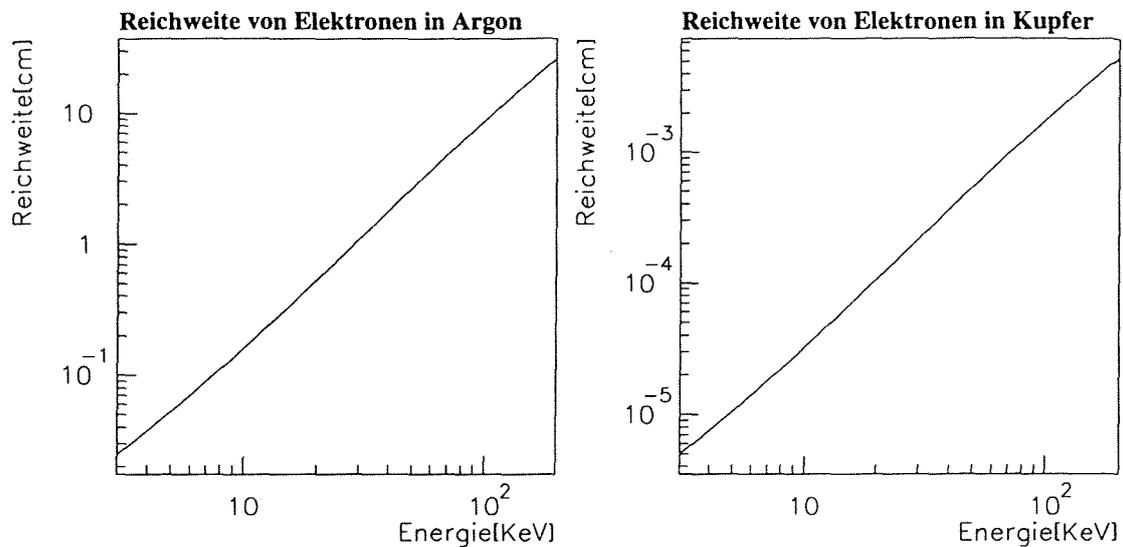


Abbildung 7.8: Maximale Reichweite von Elektronen ([8])

Faktor für Wechselwirkung von Röntgenfluoreszenz-Photonen in Argon:

$$P_{RWW}^{Ar} = 0.1408 \quad (7.10)$$

Aus diesen Werten kann nun der Gesamtfaktor für verschiedene Folgeprozesse berechnet werden:

1. Photoeffekt in 1. Kupferschicht, Röntgenfluoreszenzphoton wird im Gas detektiert:

$$P_{Photo}^{Cu} \cdot P_{2\pi} \cdot P_{\gamma \rightarrow \frac{1}{2}Cu} \cdot P_{\gamma \rightarrow Cu} \cdot P_{RWW}^{Ar} = 8.99 \cdot 10^{-4} \quad (7.11)$$

Compton- oder Photoelektronen gelangen bei einer maximalen Reichweite von $\approx 5\mu m$ nicht durch die zweite Kupferschicht. Sie werden aus diesem Grund in der ersten Schicht nicht betrachtet.

2. Keine Wechselwirkung in 1. Kupferschicht, Photoeffekt in 2. Kupferschicht, Röntgenfluoreszenzphoton wird im Gas detektiert:

$$(1 - P_{Photo}^{Cu} - P_{Compton}^{Cu}) \cdot P_{Photo}^{Cu} \cdot P_{2\pi} \cdot P_{\gamma \rightarrow \frac{1}{2}Cu} \cdot P_{RWW}^{Ar} = 2.11 \cdot 10^{-3} \quad (7.12)$$

3. Photoeffekt in 2. Kupferschicht, Photoelektron wird im Gas nachgewiesen:

$$(1 - P_{Photo}^{Cu} - P_{Compton}^{Cu}) \cdot P_{Photo}^{Cu} \cdot P_{2\pi} \cdot P_{e^- \rightarrow \frac{1}{2}Cu}^{Photo} = 3.70 \cdot 10^{-3} \quad (7.13)$$

4. Comptoneffekt in 2. Kupferschicht, Comptonelektron gelangt ins Gasvolumen:

$$(1 - P_{Photo}^{Cu} - P_{Compton}^{Cu}) \cdot P_{Compton}^{Cu} \cdot P_{e \rightarrow \frac{1}{2}Cu}^{Compton} = 4.032 \cdot 10^{-6} \quad (7.14)$$

Bei Comptoneffekt wird zur Vereinfachung von einem hohen Energieübertrag ausgegangen. Dabei wird das Photon rückgestreut, und das Elektron fliegt im wesentlichen in Vorwärtsrichtung.

5. Direkter Photoeffekt des $50keV$ -Photons im Argon:

$$(1 - P_{Photo}^{Cu} - P_{Compton}^{Cu})^2 \cdot P_{WW}^{Ar} = 1.11 \cdot 10^{-3} \quad (7.15)$$

Das hierbei entstehende Elektron muß keineswegs nur lokal ionisieren, da es (mit $E \approx 47keV$) im Argon eine Reichweite von $> 1cm$ hat.

6. Photoeffekt in 3. Kupferschicht, Röntgenfluoreszenzphoton wird im Gas nachgewiesen:

$$(1 - P_{Photo}^{Cu} - P_{Compton}^{Cu})^2 \cdot (1 - P_{WW}^{Ar}) \cdot P_{Photo}^{Cu} \cdot P_{2\pi} \cdot P_{\gamma \rightarrow \frac{1}{2}Cu} \cdot P_{RWW}^{Ar} = 1.99 \cdot 10^{-3} \quad (7.16)$$

7. Photoeffekt in 3. Kupferschicht, Photoelektron gelangt in Gas:

$$(1 - P_{Photo}^{Cu} - P_{Compton}^{Cu})^2 \cdot (1 - P_{WW}^{Ar}) \cdot P_{Photo}^{Cu} \cdot P_{2\pi} \cdot P_{e \rightarrow \frac{1}{2}Cu}^{Photo} = 3.50 \cdot 10^{-3} \quad (7.17)$$

8. Photoeffekt in 4. Kupferschicht, Röntgenfluoreszenzphoton wird im Gas nachgewiesen:

$$(1 - P_{Photo}^{Cu} - P_{Compton}^{Cu})^3 \cdot (1 - P_{WW}^{Ar}) \cdot P_{Photo}^{Cu} \cdot P_{2\pi} \cdot P_{\gamma \rightarrow \frac{1}{2}Cu} \cdot P_{\gamma \rightarrow Cu} \cdot P_{RWW}^{Ar} = 7.62 \cdot 10^{-4} \quad (7.18)$$

Gesamt ergibt sich so folgendes Bild:

Wenn ein Photon auf den Detektor trifft, kann im Zählgas sowohl ein Photon als auch ein Elektron nachgewiesen werden. Betrachtet man lediglich, welches Teilchen eine Wechselwirkung im Detektorgas macht, so ergeben sich die Faktoren gemäß Tab. 7.4. Addiert man die Werte für die Wahrscheinlichkeit einer Wechselwirkung von Elektronen und Photonen, erhält man eine Abschätzung über die Effizienz des SAMBA-Detektors bei Photonen. Diese stimmt in etwa mit der für $50keV$ -Photonen erwarteten Effizienz überein. Der Anteil von Elektronen, die im Detektor nachgewiesen werden, ist nach der Rechnung sehr hoch. Zu beachten ist bei der Interpretation der Ergebnisse jedoch, daß die aus dem Kupfer stammenden Photoelektronen im Argon oft nur eine geringe Reichweite haben, da sie einen Großteil ihrer Energie schon im Kupfer verloren haben. Ihre Spur im Argon ist

	Faktor	Anteil an Gesamtidentifikation
γ im Zählgas	$6.87 \cdot 10^{-3}$	48.8%
e^- im Zählgas	$7.20 \cdot 10^{-3}$	51.2%
Effizienz SAMBA für γ	$1.41 \cdot 10^{-2}$	100%

Tabelle 7.4: Wahrscheinlichkeiten, beim Photon-Nachweis ein Elektron bzw. ein Photon im Argon zu erhalten

also vielfach sehr kurz ($\ll 1\text{cm}$). Ihr Signal gleicht dem eines Photons mit geringer Energie. Dahingegen können die Photoelektronen, die direkt im Argon entstehen, oft längere Spuren erzeugen ($> 1\text{cm}$), und somit als Elektron identifiziert werden. Das Verhältnis dieser Effekte kann man schlecht mit einfachen Mitteln abschätzen. Der Fehler der Abschätzung kann also durchaus in der Größenordnung des Ergebnisses liegen.

Die durchgeführte Betrachtung zeigt jedoch, daß beim Nachweis von Photonen durchaus in nennenswertem Umfang Elektronen ins Zählgas gelangen können. Dies erklärt den systematischen Fehler bei der Identifikation der Teilchen anhand ihrer Kammersignale.

7.3.2 Systematischer Fehler durch Kalibrationsmessung

Die Kalibrationsmessung, die zur Bestimmung der optimalen Schnittparameter und der maximalen Identifikationswahrscheinlichkeit herangezogen wurde, unterliegt statistischen Schwankungen. Es gilt:

$$P_\gamma = \frac{n_\gamma}{N} \quad (7.19)$$

$$P_e = \frac{n_e}{N} \quad (7.20)$$

mit $N = n_\gamma + n_e$ folgt

$$P_e = 1 - P_\gamma \quad (7.21)$$

Nach der Binomialformel erhält man:

$$\Delta P_\gamma = \sqrt{\frac{P_\gamma \cdot (1 - P_\gamma)}{N}} \quad (7.22)$$

und wegen 7.21 ist offensichtlich

$$\Delta P_\gamma = \Delta P_e \quad (7.23)$$

Die Anzahl von Signalen, die zur Kalibration herangezogen wurde, lag bei etwa je 300 Signalen pro Teilchensorte und FADC. Dies ergibt einen Zahlenwert von

$$\Delta P_\gamma \approx \sqrt{\frac{0.83 \cdot 0.17}{300}} = 2.2\% \quad (7.24)$$

Sobald die Kalibration zur Berechnung der tatsächlichen Raten (siehe Kap. 8) herangezogen wird, ist dies ein zusätzlicher systematischer Fehler der Messung, der sich jedoch nach der einmal erfolgten Kalibration nicht mehr ändert.

7.3.3 Statistische Fehler

Da das Ziel der Messung die Bestimmung des Verhältnisses von minimal ionisierenden Teilchen zu Photonen ist, benötigt der Computer eine Menge von Signalen, aus denen er immer das aktuelle Verhältnis berechnet. Dafür werden im Analyseprogramm die letzten 300 analysierten Signale eines jeden FADCs verwendet. Wenn man eine Poissonstatistik zugrundelegt, liegt der Fehler bei:

$$\Delta W_{e\pm} = \Delta W_\gamma = \frac{\sqrt{300}}{300} = 5.8\% \quad (7.25)$$

Diese Berechnung stimmt etwa mit den statistischen Fluktuationen überein, die man im normalen Betrieb bei den Wahrscheinlichkeiten beobachtet.

Kapitel 8

Umrechnung auf tatsächliche Raten

8.1 Prinzip der Umrechnung

Obwohl, wie aus Kap. 6 und 7 hervorgeht, die Wahrscheinlichkeit, im Einzelfall ein Elektron oder Photon korrekt zu identifizieren, nur bei $\approx 83\%$ liegt, kann man mit Hilfe der Kalibrationsmessungen wesentlich bessere Aussagen machen. Wenn bekannt ist, daß von 100 Photonen nur 83 auch als solche identifiziert werden, kann man dies bei der Berechnung der tatsächlichen Werte berücksichtigen. Zusätzlich stehen vom SAMBA-Detektor auch noch die Pad-Zählraten zur Verfügung. Die Ermittlung dieser Zählraten geschieht völlig unabhängig mit Hilfe der schon vor dem Umbau zu Drahtauslese vorhandenen Elektronik. Die Pad-Zählrate kann man mit der Wahrscheinlichkeit für minimal ionisierende Teilchen und Photonen gewichten. Berücksichtigt wird außerdem die Effizienz des SAMBA-Detektors für Photonen in dem erwarteten Energiebereich. Diese Umrechnung liefert absolute Raten für minimal ionisierende Teilchen und Photonen. Für die Anzahl von identifizierten Teilchen gilt:

$$N_{\gamma}^i = N_{\gamma}\eta_{\gamma}P_{\gamma} + N_e\eta_e(1 - P_e) \quad (8.1)$$

$$N_e^i = N_{\gamma}\eta_{\gamma}(1 - P_{\gamma}) + N_e\eta_eP_e \quad (8.2)$$

mit

- N_γ^i -Anzahl von als γ identifizierten Teilchen
 N_e^i -Anzahl von als e^\pm identifizierten Teilchen
 η_γ -Nachweiswahrscheinlichkeit für γ im SAMBA-Detektor
 η_e -Nachweiswahrscheinlichkeit für e^\pm im SAMBA-Detektor (≈ 1)
 P_γ -Wahrscheinlichkeit, daß ein γ auch als γ identifiziert wird
 (Bekannt aus der Kalibrationsmessung zu $\approx 83\%$)
 P_e -Wahrscheinlichkeit, daß ein e^\pm auch als e^\pm identifiziert wird
 (Bekannt aus der Kalibrationsmessung zu $\approx 83\%$)
 N_γ -Tatsächliche Anzahl von γ
 N_e -Tatsächliche Anzahl von e^\pm

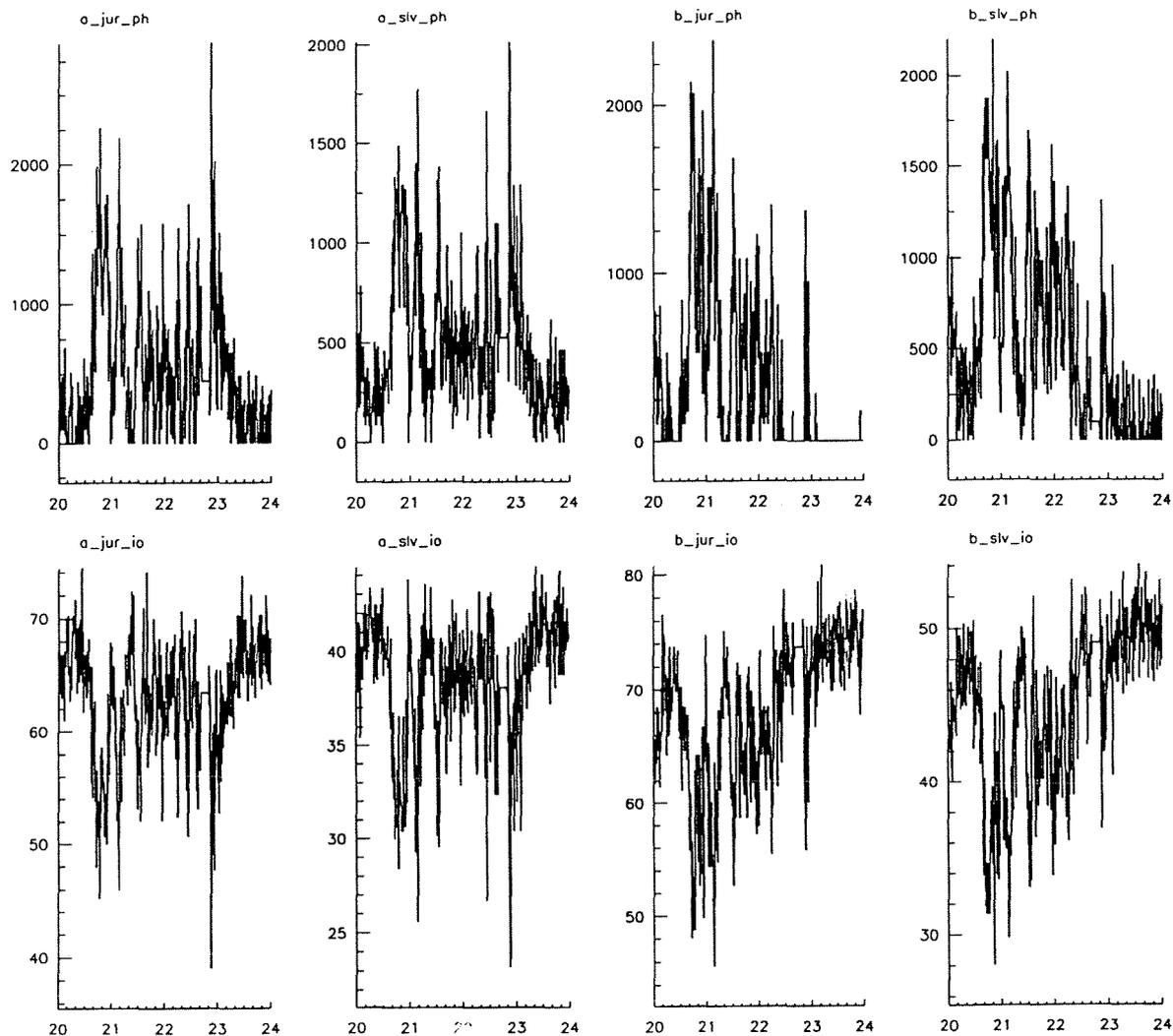
Die Werte für N_γ^i und N_e^i erhält man durch Multiplikation der Pad-Zählraten mit den auf der entsprechenden SAMBA-Halbebene erhaltenen Wahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Teilchensorten. Somit ergeben sich nach der Auflösung der obigen Gleichungen folgende Beziehungen:

$$N_\gamma = \frac{1}{\eta_\gamma} \cdot \frac{P_e(N_\gamma^i + N_e^i) - N_e^i}{P_\gamma + P_e - 1} \quad (8.3)$$

$$N_e = \frac{P_\gamma(N_\gamma^i + N_e^i) - N_\gamma^i}{P_\gamma + P_e - 1} \quad (8.4)$$

Für die Effizienz des SAMBA beim Nachweis von minimal ionisierenden Teilchen wurde $\eta_e \approx 1$ angenommen. Beim Photonennachweis ist die Effizienz deutlich geringer. Da die Messungen hierfür (siehe [12] und Tab. 4.1) nur bis zu Energiem von ca. 30KeV durchgeführt wurden, und die Effizienz dort bei $\eta_\gamma \approx 0.01$ liegt, wurde dieser Werte für die Rechnungen angenommen.

Abb. 8.1 zeigt in der oberen Zeile die zeitliche Entwicklung der Photonennraten für die vier SAMBA-Halbebenen. In der unteren Zeile ist dasselbe für minimal ionisierende Teilchen dargestellt.



BACKGROUND : SAMBA wires

Abbildung 8.1: Teilchenraten nach Reskalierung für Photonen (obere Zeile) und minimal ionisierende Teilchen (untere Zeile)

8.2 Systematischer Fehler

Die Photoneneffizienz ist nur sehr ungenau bekannt, und geht zudem reziprok in die Berechnung der wahren Photonennrate ein. Infolgedessen ist der Gesamtfehler der Messung nahezu ausschließlich durch diesen systematischen Fehler bestimmt. Bei einem angenommenen Fehler

$$\Delta\eta_\gamma = 0.005 \quad (8.5)$$

erhält man den systematischen Fehler der Photonennrate zu

$$\left(\frac{\Delta N_\gamma}{N_\gamma}\right)_{system.} = \frac{\Delta\eta_\gamma}{\eta_\gamma} = 50\% \quad (8.6)$$

Bei der Berechnung des systematischen Fehlers der Rate von minimal ionisierenden Teilchen entfällt der Einfluß der Ungenauigkeit der Effizienz, da diese als $\eta_e = 1$ und konstant angenommen wurde. Somit sind P_e und P_γ für den systematischen Fehler von Bedeutung. Berücksichtigt man zur Vereinfachung der Rechnung

$$N_\gamma^i = N_{SAMBA-Halbebene} \cdot W_\gamma \quad (8.7)$$

$$N_e^i = N_{SAMBA-Halbebene} \cdot W_{e\pm} \quad (8.8)$$

(dabei sind W_γ und $W_{e\pm}$ die zu dem Zeitpunkt bestimmten Anteile von Photonen und minimal ionisierenden Teilchen im Strahluntergrund), so liefert die Berechnung mittels Fehlerfortpflanzung:

$$\left(\frac{\Delta N_e}{N_e}\right)_{system.} = \frac{1}{P_\gamma + P_e - 1} \cdot \sqrt{\left(\frac{P_e + W_\gamma - 1}{P_\gamma - W_\gamma}\right)^2 \cdot (\Delta P_\gamma)^2 + (\Delta P_e)^2} \quad (8.9)$$

Offenbar ist die Größe des relativen Fehlers abhängig von der Differenz $P_\gamma - W_\gamma$. D.h. wenn der Photonenanteil bei der Identifikation hoch ist, ist gleichzeitig die Rate der minimal ionisierenden Teilchen stark systematisch fehlerbehaftet. Diese Tendenz beobachtet man auch in Abb. 8.1. Setzt man für ΔP_e und ΔP_γ die Werte aus Gl. 7.24 ein, so ergibt sich z.B. bei einem gemessenen Photonenanteil von etwa 70%:

$$\left(\frac{\Delta N_e}{N_e}\right)_{system.} \approx 6,1\% \quad (8.10)$$

Den Verlauf von $\left(\frac{\Delta N_e}{N_e}\right)_{system.}$ zeigt Abb. 8.2. Die Polstelle bei $W_\gamma = P_\gamma$ im Verlauf des relativen Fehlers ist plausibel, da ΔP_γ und ΔP_e feste Größen sind, die Differenz $P_\gamma - W_\gamma$, die den prozentualen Anteil der minimal ionisierenden Teilchen festlegt, jedoch vom Anteil der Photonen (W_γ) abhängt. Der absolute Fehler bleibt also nahezu konstant, erst nach der Normierung auf die Anzahl N_e , die auch den Wert $N_e = 0$ annehmen kann, erhält man eine Polstelle.

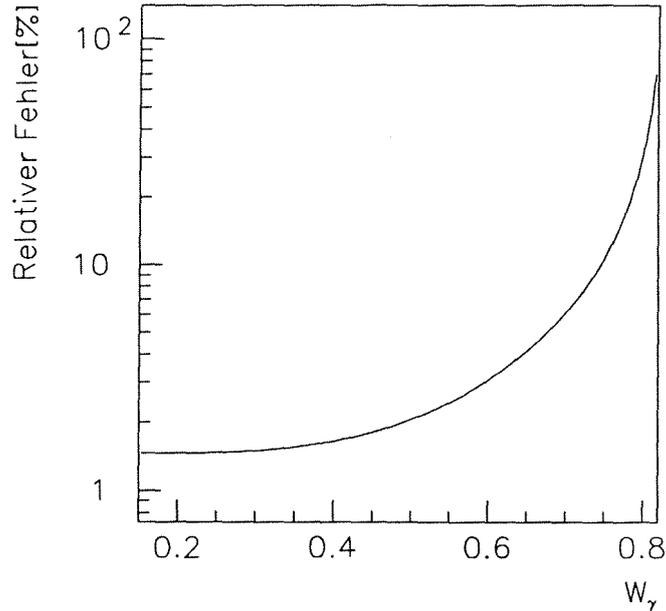


Abbildung 8.2: Relativer Fehler in Abhängigkeit vom Photonenanteil

Für sehr große e^\pm -Anteile im Strahluntergrund spielt dieser Effekt auch bei der Photonenrate eine Rolle. Im Normalfall überwiegt jedoch der in 8.6 angegebene Fehler.

Die systematischen Fehler, die durch die prinzipbedingte Mißidentifikation auftreten (siehe Kap. 7.3.1) sind nicht mehr zu berücksichtigen, da deren Einfluß durch die Umrechnung beseitigt worden ist.

8.3 Statistische Fehler

Zusätzlich treten auch noch statistische Fehler auf. Schreibt man Gl. 8.4 mittels der Beziehungen 8.7 und 8.8 um, so erhält man:

$$N_e = N_{SAMBA-Halbebene} \cdot \frac{P_\gamma - W_\gamma}{P_\gamma + P_e - 1} \quad (8.11)$$

Der statistische Fehler ergibt sich zu

$$\left(\frac{\Delta N_e}{N_e} \right)_{stat.} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{SAMBA-Halbebene}}{N_{SAMBA-Halbebene}} \right)^2 + \left(\frac{\Delta W_\gamma}{P_\gamma - W_\gamma} \right)^2} \quad (8.12)$$

Dieselbe Beziehung (mit getauschten Indices) gilt natürlich für den Fehler von N_γ . Bezüglich des Fehlers der Pad-Raten kann man lediglich eine Abschätzung vornehmen, die vor den geringsten pro Zeiteinheit registrierten Raten ausgeht. Bei stabilen Strahlbedingungen und geringem Strom im Speicherring liegen die Raten etwa bei $150 \frac{Hz}{SAMBA-Halbebene}$. Somit kann man den Fehler der Padraten als $\Delta N_{SAMBA-Halbebene} \leq 8,2\%$ annehmen. Der Wert für W_γ ist aus Gl. 7.25 bekannt. Auch hier hängt der Fehler wieder von der Differenz $P_\gamma - W_\gamma$ ab. Bei stabilen

Strahlbedingungen ist der Photonenanteil allerdings gering ($\leq 30\%$). Dies ergibt bei stabilen Strahlbedingungen:

$$\left(\frac{\Delta N_e}{N_e}\right)_{stat.} \approx 13.7\% \quad (8.13)$$

Wenn der Anteil der Photonen im Untergrund größer ($\approx 60\%$) ist, spielt der zweite Faktor die dominierende Rolle. Allerdings ist in diesem Fall die Teilchenrate höher, so daß der statistische Fehler der Padrate kleiner ist ($Rate \geq 800 \frac{Hz}{SAMB A-Halbebene} \Rightarrow \Delta N_{SAMB A-Halbebene} \leq 3.5\%$). In diesem Fall erhält man:

$$\left(\frac{\Delta N_e}{N_e}\right)_{stat.} \approx 22\% \quad (8.14)$$

Die erwarteten Fehler sind also recht groß, trotzdem ermöglichen die erhaltenen Daten Abschätzungen über die tatsächliche Rate, und erlauben einen relativen Vergleich für verschiedene Strahlbedingungen.

Kapitel 9

Messungen am LEP unter verschiedenen Strahlbedingungen

9.1 "Adjusting beams"

Während dieser Phase ist der Strahl noch nicht stabil. Es werden Orbitkorrekturen durchgeführt, die dazu führen können, daß der Strahluntergrund kurzzeitig stark ansteigt. In dieser Phase ist hauptsächlich der Anteil der Photonen wesentlich höher als unter normalen Bedingungen. Dies spiegelt sich auch in den Messungen wider. Abb. 9.1 zeigt den als Photonen gemessenen Anteil am Strahluntergrund. Die restlichen Signale sind dann als minimal ionisierende Teilchen erkannt worden (siehe Gl. 7.21).

Die in diesem Kapitel dargestellten Histogramme stehen im ALEPH-Histogram-Presenter zur Verfügung (siehe Kap. B).

Kurz nach dem Einschalten der Hochspannung am SAMBA-Detektor steigt der Anteil der Photonen am Strahluntergrund kurzzeitig auf über 70% an. Die Kollimatoren (Histogramm: collset in Abb. 9.2) sind in dieser Phase noch weit geöffnet, da der Strahl noch nicht optimal justiert ist. Sobald dies geschehen ist, werden die Kollimatoren geschlossen (ca. 17²⁰Uhr im Beispiel). Gleichzeitig sinkt auch der Anteil von Photonen am Strahluntergrund, d.h. die Kollimatoren verhindern bei einem Großteil der Photonen wirkungsvoll das Eindringen in den Detektor.

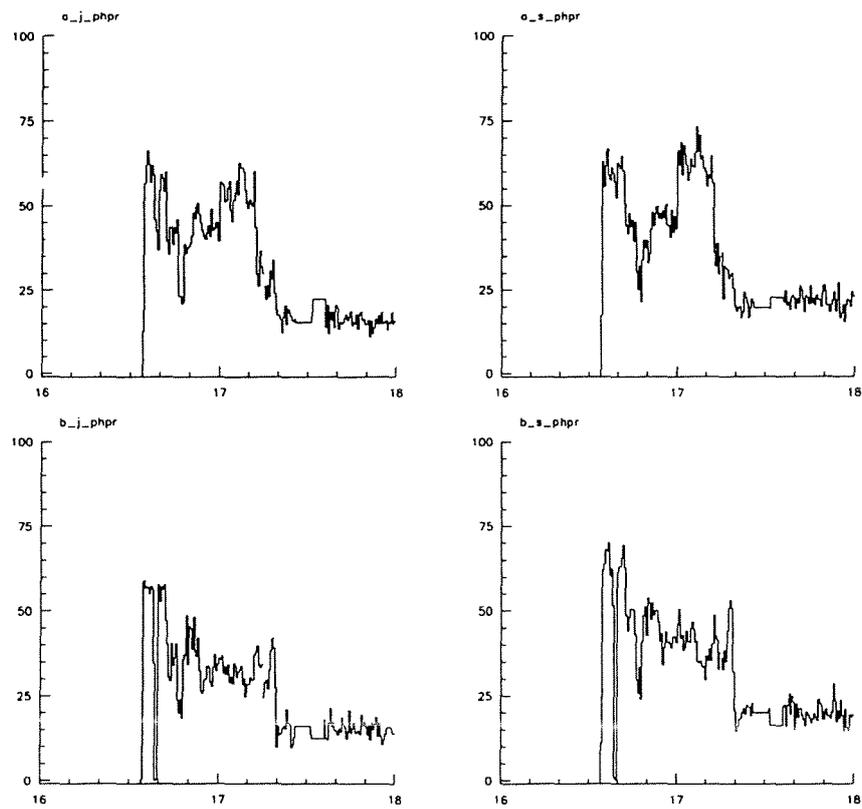
Interessant ist ein Vergleich mit den Zählraten der SAMBA-Pads (siehe Abb. 9.3). Dort sind nach dem Einschalten des Detektors zunächst hohe Untergrundraten zu beobachten. Diese gehen allerdings schnell zurück. Lediglich auf der A-Seite wird nach 17⁰⁰Uhr noch einmal eine Erhöhung der Raten registriert, die jedoch wesentlich weniger deutlich ist als zu Beginn. Offenbar läßt also die Beobachtung der Anteile im Strahluntergrund bessere Aussagen über die Güte des Strahls zu, als die Orientierung an den Untergrundraten. Zudem erkennt man bei den auf den Pads gewonnenen Daten keine strukturellen Unterschiede zwischen den Raten, die die hohe Triggerschwelle überschreiten (gekennzeichnet mit ...h), und solchen, die

nur die niedrigere Schwelle (...1) übertreffen. Offensichtlich ist die Trennung von γ und e^\pm anhand der auf den Pads deponierten Ladung kaum möglich. Die deponierte Ladung ist bei den verschiedenen Teilchensorten zu ähnlich als daß sie eine Teilchenzuordnung zuließe.

Die während Run 28085 aufgezeichneten Histogramme (Abb. 9.4) zeigen die erwarteten Resultate. Die Signallänge von Teilchen, die als minimal ionisierend identifiziert werden, ist größer, die Signalamplitude geringer als bei Teilchen, die als Photon erkannt werden. Allerdings wird die Identifikation anhand dieser Größen vorgenommen. Der signifikant große Eintrag bei einer Amplitude von $32mV$ ist eine unangenehme Besonderheit des verwendeten FADCs [3]. Der Parameter R ist für alle Teilchen in einem Histogramm dargestellt. Der Schnitt für die Identifikation der Teilchen erfolgt bei diesem FADC gemäß Tab. 7.3. Wenn man die Fläche unter dem Signal, die der vom Teilchen deponierten Ladung entspricht, histogrammiert, so wird deutlich, daß eine Trennung, die diese Größe ausnutzt, keine guten Ergebnisse liefern kann. Die Ergebnisse für Photonen und minimal ionisierende Teilchen sind zu ähnlich. Erst nach der Messung ist es mit einigem Aufwand möglich, die verschiedenen Anteile der Padspektren zu entfalten. Trotzdem kann man bei den Photonen einen großen Peak erkennen, der aus dem Spektrum herausragt, und von den $8keV$ -Röntgenfluoreszenz-Photonen stammt.

ALEPH Online

from 10-AUG-1994 16:00 to 10-AUG-1994 18:00

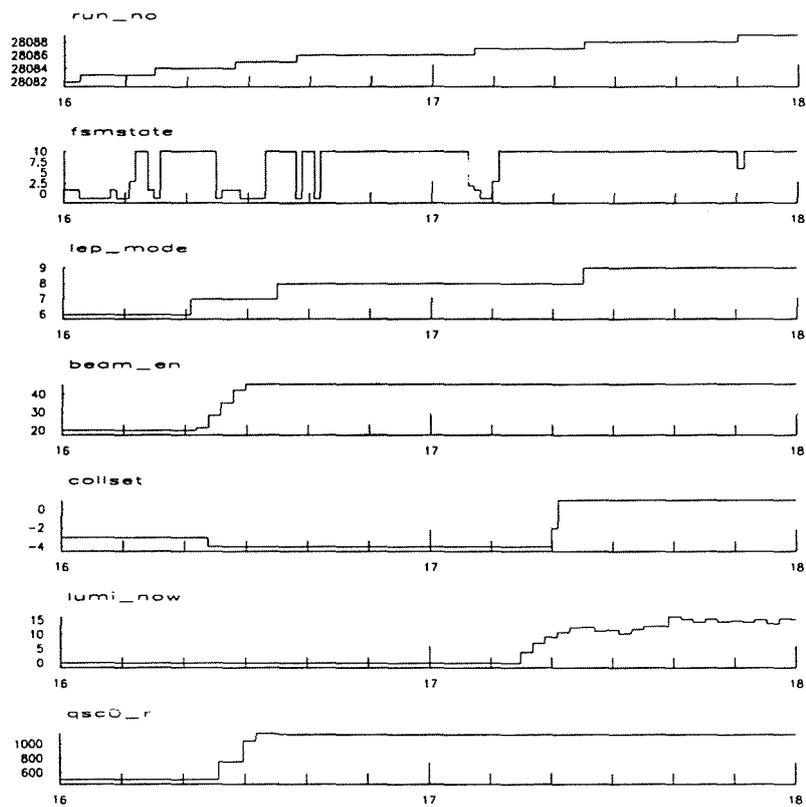


SAMBA : SAMBA WIRE PHOTON Probabilities

Abbildung 9.1: Photonen im Strahluntergrund als Funktion der Zeit ($16^{00} - 18^{00}$ Uhr). Der relative Anteil von Photonen (%) ist für die Seiten A und B getrennt für Saleve- und Jura-Hälfte aufgetragen.

ALEPH Online

from 10-AUG-1994 16:00 to 10-AUG-1994 18:00

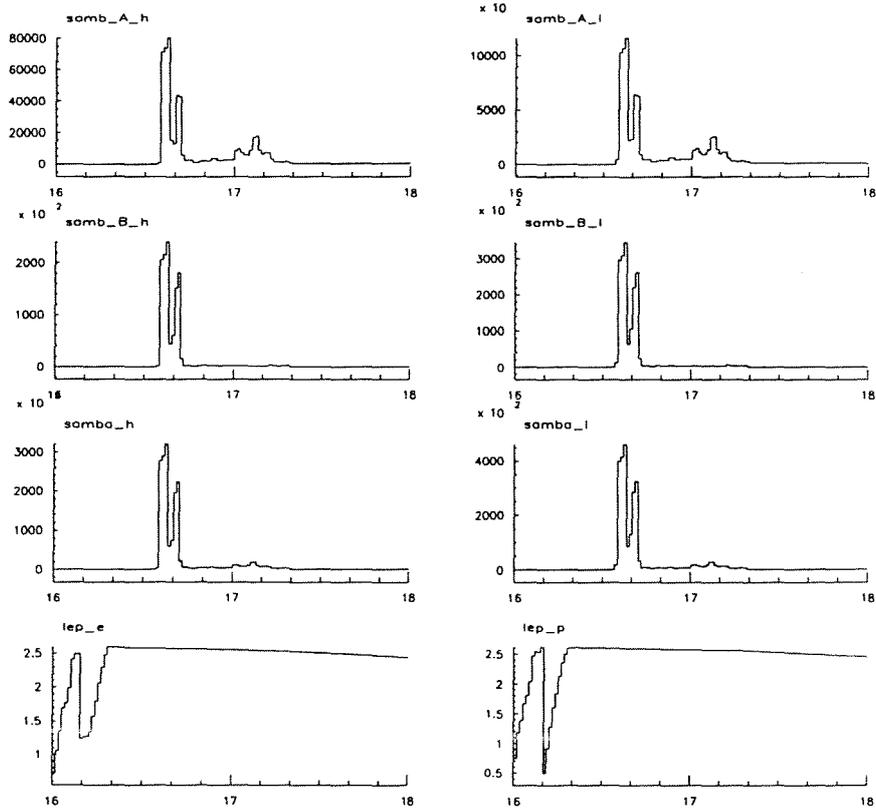


RUN_MANAGER : status

Abbildung 9.2: ALEPH Status-Informationen für den Zeitraum 16⁰⁰ – 18⁰⁰Uhr.

ALEPH Online

from 10-AUG-1994 16:00 to 10-AUG-1994 18:00



SAMBA : samba sums

Abbildung 9.3: Untergrundraten auf den SAMBA-Pads als Funktion der Zeit für A- bzw. B-Seite des Detektors und für hohe und niedrige Triggerschwelle. In der unteren Zeile die Ströme im Speicherring für Elektronen und Positronen.

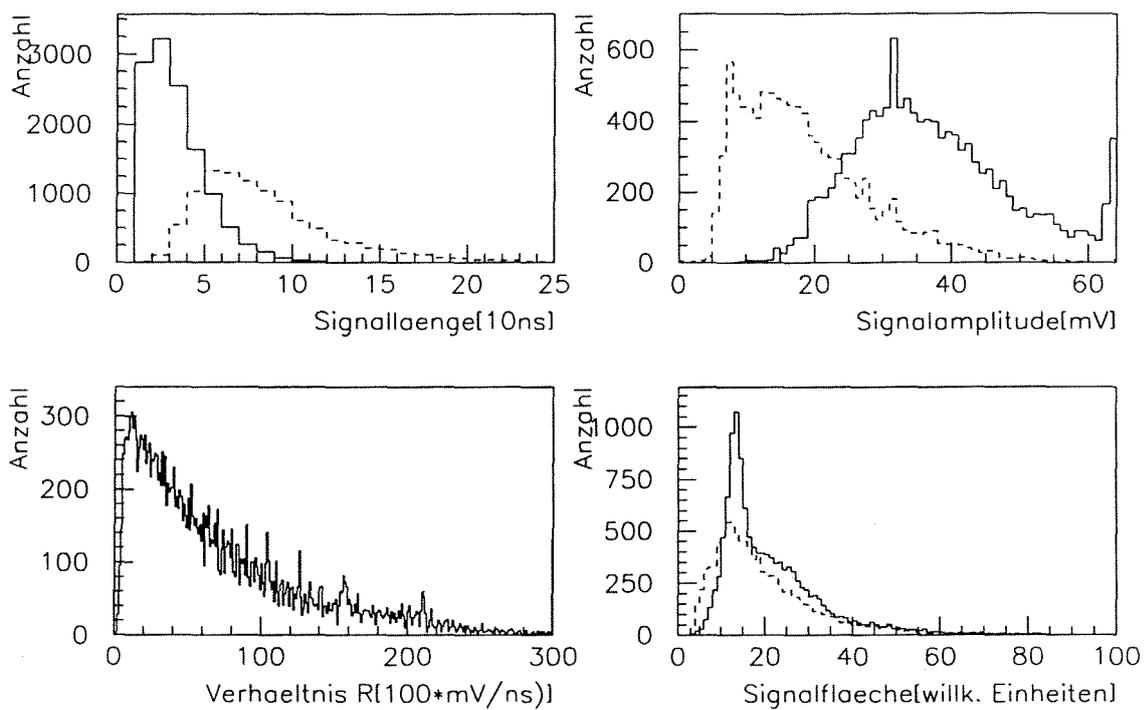


Abbildung 9.4: Histogramme identifizierter Teilchen gemessen mit FADC B Jura (durchgezogene Linie: Photonen, gestrichelte Linie: minimal ionisierende Teilchen)

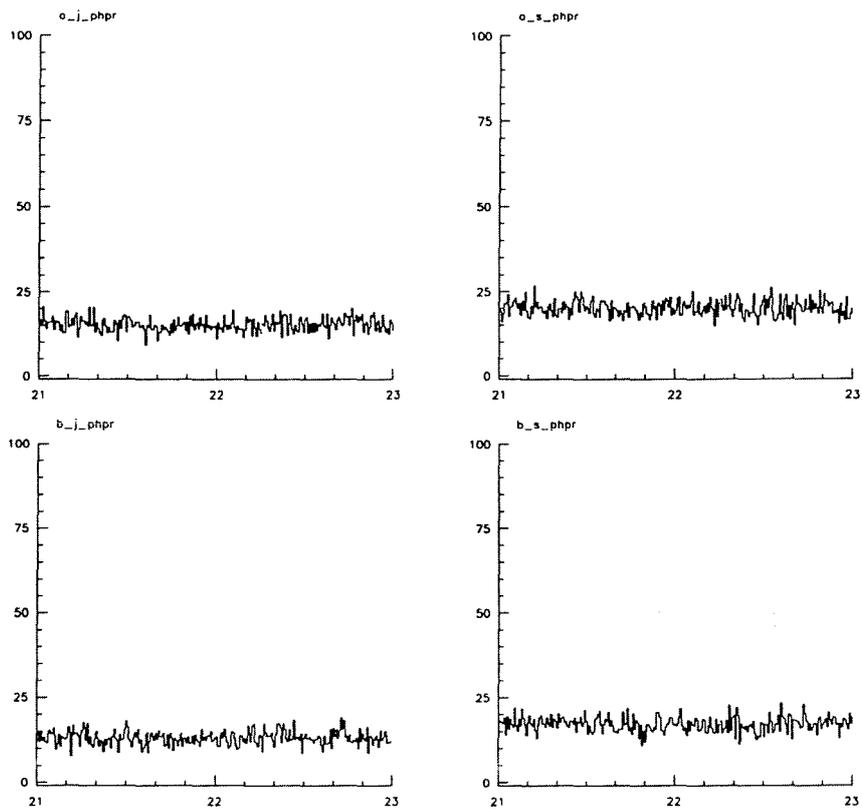
9.2 "Stable beams"

Dies sind die normalen Strahlbedingungen, bei denen Messungen durchgeführt werden, die für eine anschließende Datenanalyse in Frage kommen. Der Strahl läuft auf einem stabilen Orbit. Die Verluste an e^+ und e^- sind gering, so daß dieser Zustand über einen Zeitraum von mehreren Stunden anhalten kann. Abb. 9.5 zeigt, daß während dieser Phase fast ausschließlich minimal ionisierende Teilchen im Detektor gemessen werden. Trotzdem können im selben Zeitraum mehr Photonen als Elektronen den Detektor treffen, da die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen sehr gering ist. Der Anteil der minimal ionisierenden Teilchen bleibt den betrachteten Zeitraum über konstant und gleichzeitig nimmt die Anzahl der FADC-Auslesezyklen sowie die Anzahl der identifizierten Teilchen erwartungsgemäß im selben Zeitraum ab (siehe Abb. 9.6). In mehr oder weniger gleichen zeitlichen Abständen werden kurzzeitig (1 Bin) weniger Signale ausgelesen und identifiziert. Der Grund dafür ist, daß bei jedem Wechsel der ALEPH-Runnummer die gesammelten Histogramme abgespeichert werden. Dadurch können kurzzeitig nur weniger Signale verarbeitet werden.

Die Schwankungen des Photonenanteils liegen im Rahmen des statistischen Fehlers. Die auf den SAMBA-Pads gemessenen Raten nehmen mit der Zeit ebenfalls ab, was durch den abnehmenden Strom im Speicherring erklärt wird (Abb. 9.7). Auch hier liefert die Auslese der Zähldrähte Informationen, die durch die bisher vorhandene Padauslese nicht erhalten werden konnten. Die Resultate entsprechen der Erwartung, daß sich bei abnehmendem Strom im Speicherring die verschiedenen Anteile im Strahluntergrund nicht verändern. Die während dieser Phase erhaltenen Histogramme (Abb. 9.8) unterscheiden sich deutlich von denen, die während "Adjusting beams" aufgezeichnet wurden (Abb. 9.4). Die Verteilung der Werte für R fällt schneller ab, d.h. der Anteil an minimal ionisierenden Teilchen überwiegt bei diesen Strahlbedingungen. Außerdem zeigt die Verteilung der Flächen unter dem Signal für minimal ionisierende Teilchen eine Form, die einer Landauverteilung sehr ähnlich sieht. Während "Adjusting beams" war diese Verteilung nicht so sauber zu erkennen. Der vorher gut sichtbare Gauß-Peak in der Verteilung der Photonen ist allerdings nicht mehr zu sehen. Der Grund für diese Änderungen in den Verteilungen der Signalfächen liegt vermutlich in der prinzipbedingten Mißidentifikation des Systems (siehe Kap. 7.3.1). Sobald eine Teilchensorte stark überwiegt, werden durch die davon fehlidentifizierten Signale charakteristische Merkmale der anderen Teilchensorte überdeckt.

ALEPH Online

from 10-AUG-1994 21:00 to 10-AUG-1994 23:00

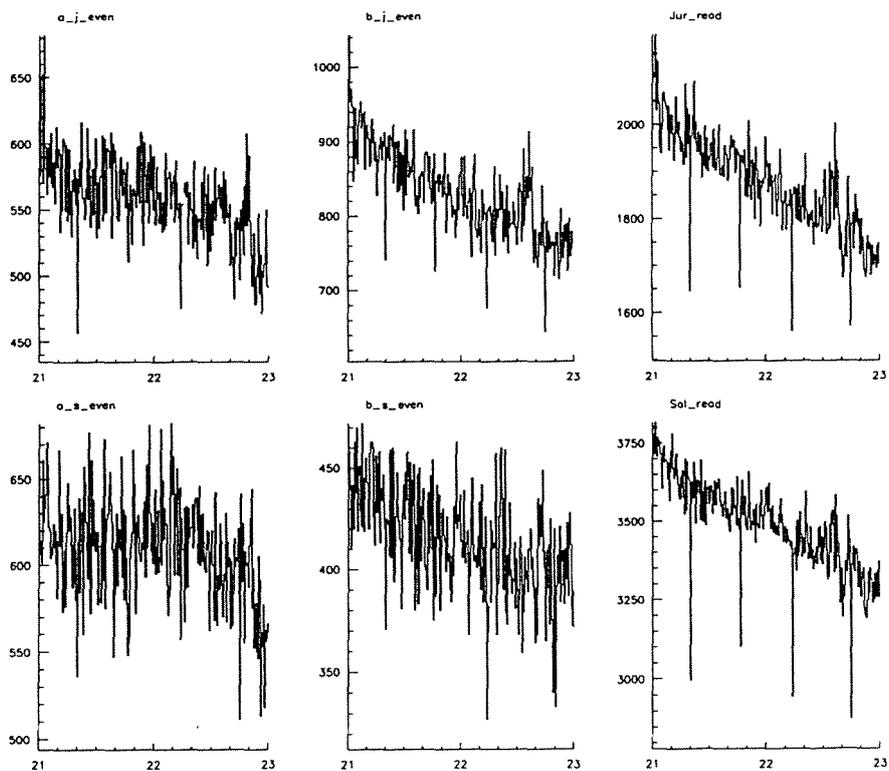


SAMBA : SAMBA WIRE PHOTON Probabilities

Abbildung 9.5: Photonen im Strahluntergrund als Funktion der Zeit (21⁰⁰ – 23⁰⁰Uhr). Der relative Anteil von Photonen (%) ist für die Seiten A und B getrennt für Saleve- und Jura-Hälfte aufgetragen.

ALEPH Online

from 10-AUG-1994 21:00 to 10-AUG-1994 23:00



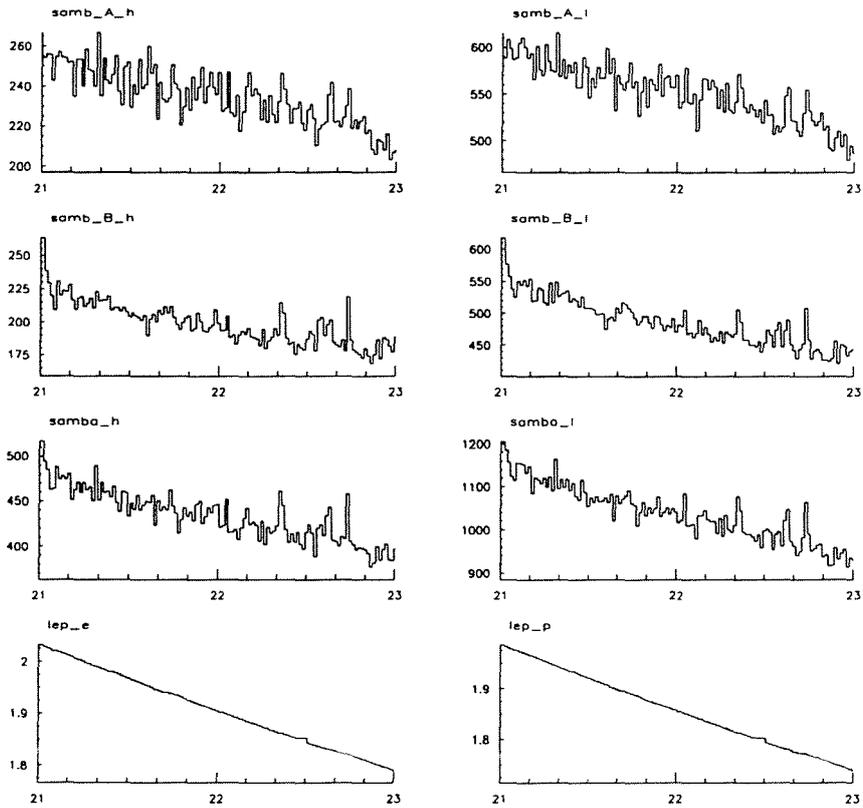
Two left histograms: number of events seen in the corr. FADC's
Right histo: readout of the module containing the left FADC's

SAMBA : SAMBA WIRE Events

Abbildung 9.6: Auslesezyklen der FADC-Module (rechte Spalte) und Anzahl von identifizierten Signalen in den zugehörigen FADCs (X-Achse: Zeit[h], Y-Achse: Rate[Hz])

ALEPH Online

from 10-AUG-1994 21:00 to 10-AUG-1994 23:00



SAMBA : samba sums

Abbildung 9.7: Untergrundraten auf den SAMBA-Pads als Funktion der Zeit für A- bzw. B-Seite des Detektors und für hohe und niedrige Triggerschwelle. In der unteren Zeile die Ströme im Speicherring für Elektronen und Positronen.

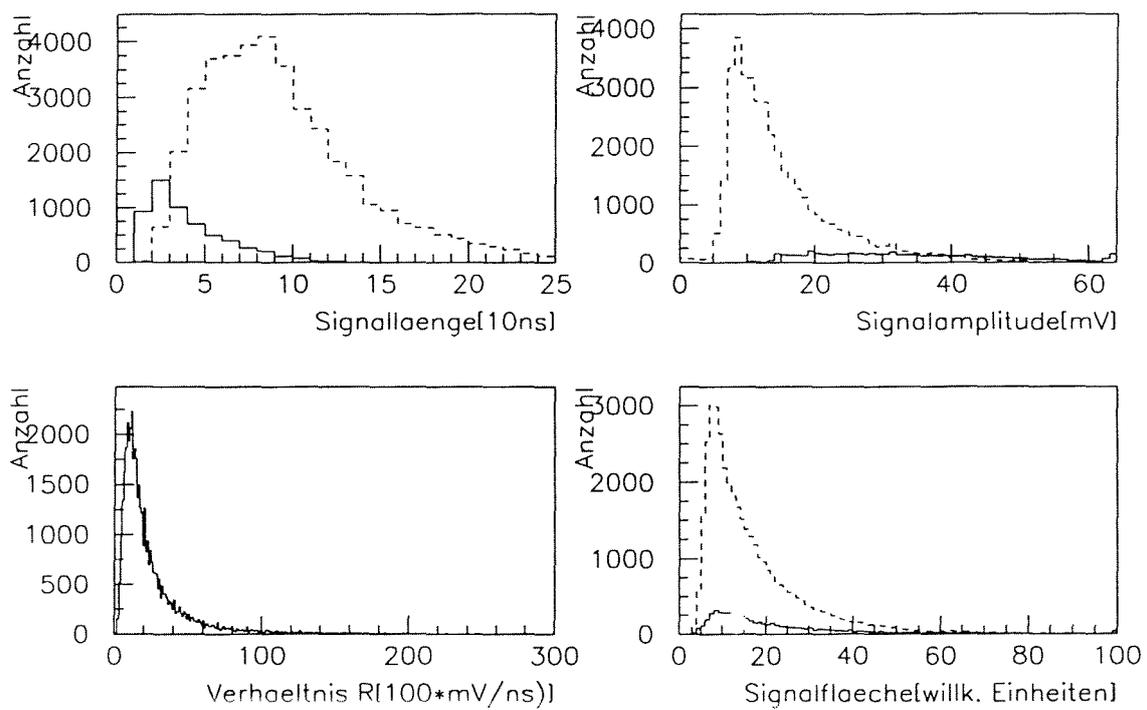


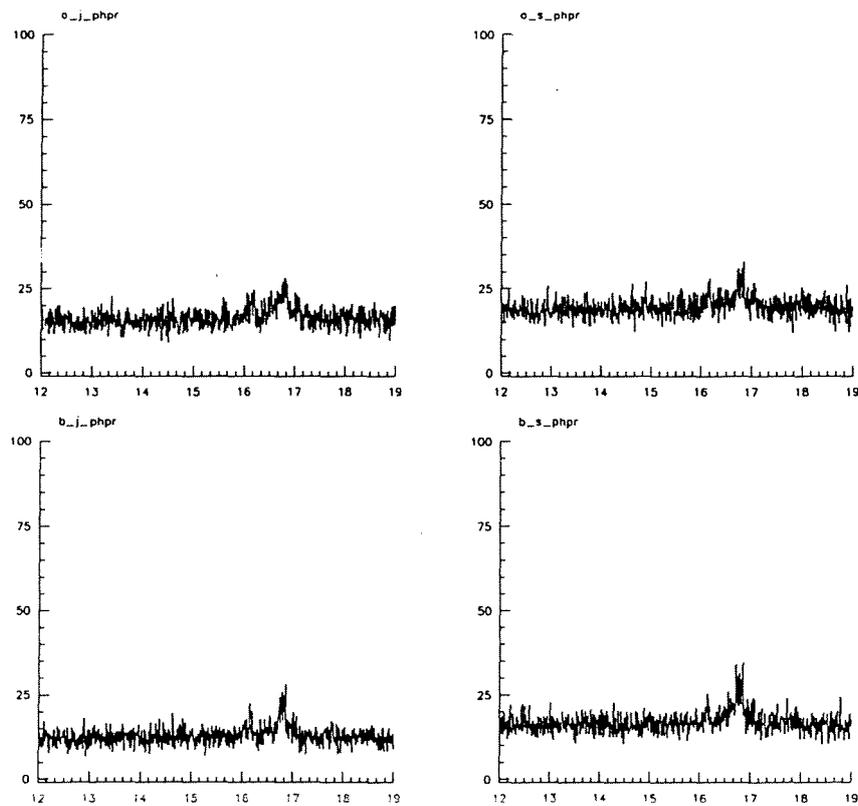
Abbildung 9.8: Histogramme identifizierter Teilchen gemessen mit FADC B Jura (durchgezogene Linie: Photonen, gestrichelte Linie: minimal ionisierende Teilchen)

9.3 Kurzzeitig erhöhter Untergrund

Auch während einer Phase, in der angeblich stabile Strahlbedingungen herrschen, kann es vorkommen, daß der Untergrund kurzzeitig stark ansteigt. Die Ursache hierfür ist z.B. eine Aufweitung des Strahlquerschnitts. Dies geschieht kontinuierlich durch Stöße mit dem Restgas und durch Strahl-Strahl-Wechselwirkungen. Ab einem bestimmten Strahlquerschnitt treten in größerem Umfang Kollisionen der Strahlteilchen mit den Kollimatoren auf. Wie in Abb. 9.11 (Histogramm: lep_p) zu sehen, ist um 16⁰⁰Uhr und gegen 16⁵⁰Uhr ein solcher Strahlverlust aufgetreten. Dabei werden vermehrt Photonen erzeugt, die man in Abb. 9.9 erkennt. Wenn im LEP-Kontrollraum auf den LEP-Strahl-Monitoren ein solches Verhalten gesehen wird, kann man eine Korrekturrechnung durchführen, und eine Orbit-Korrektur vornehmen. Dies ist im weiteren Verlauf offenbar geschehen, da der Anteil der Photonen nach kurzer Zeit wieder zurückgeht. Dafür spricht auch, daß im gleichen Zeitraum die gemessene Luminosität zunächst abnimmt, und nach der Korrektur wieder etwas ansteigt (siehe Histogramm: lumi_now in Abb. 9.10). Die Raten von den SAMBA-Pads zeigen ebenfalls den erhöhten Strahluntergrund (Abb. 9.11). Wie aber schon in Kap. 9.1 erwähnt, ist aus den hier enthaltenen Histogrammen nicht zu erkennen, um welche Teilchen es sich handelt. In der Darstellung der Anzahl von Lesezyklen bzw. identifizierten Teilchen (Abb. 9.12) ist, ähnlich den SAMBA-Pads, ein kurzzeitiger Anstieg der Untergrundrate erkennbar.

ALEPH Online

from 6-AUG-1994 12:00 to 06-AUG-1994 19:00

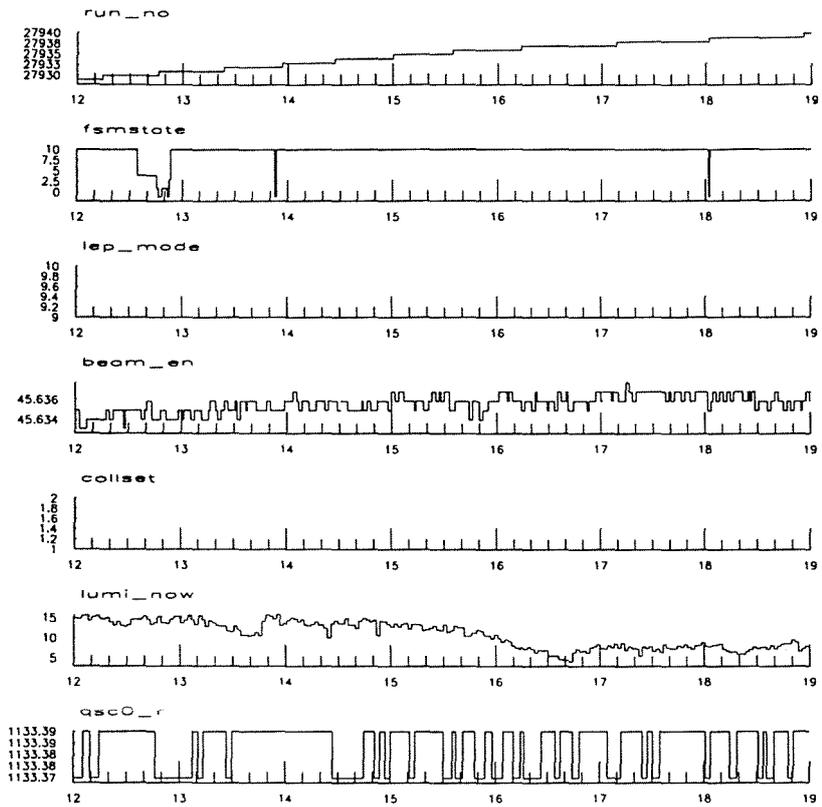


SAMBA : SAMBA WIRE PHOTON Probabilities

Abbildung 9.9: Photonen im Strahluntergrund als Funktion der Zeit (12⁰⁰ – 19⁰⁰Uhr). Der relative Anteil von Photonen (%) ist für die Seiten A und B getrennt für Saleve- und Jura-Hälfte aufgetragen.

ALEPH Online

from 6-AUG-1994 12:00 to 06-AUG-1994 19:00

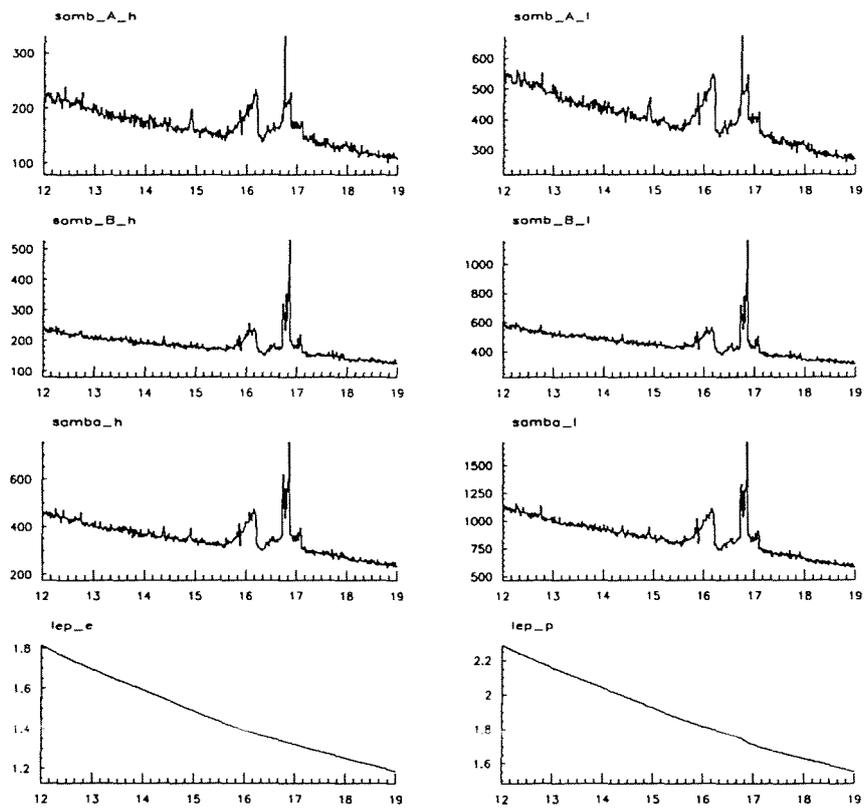


RUN_MANAGER : status

Abbildung 9.10: ALEPH Status-Informationen für den Zeitraum 12⁰⁰ – 19⁰⁰Uhr.

ALEPH Online

from 5-AUG-1994 12:00 to 06-AUG-1994 19:00

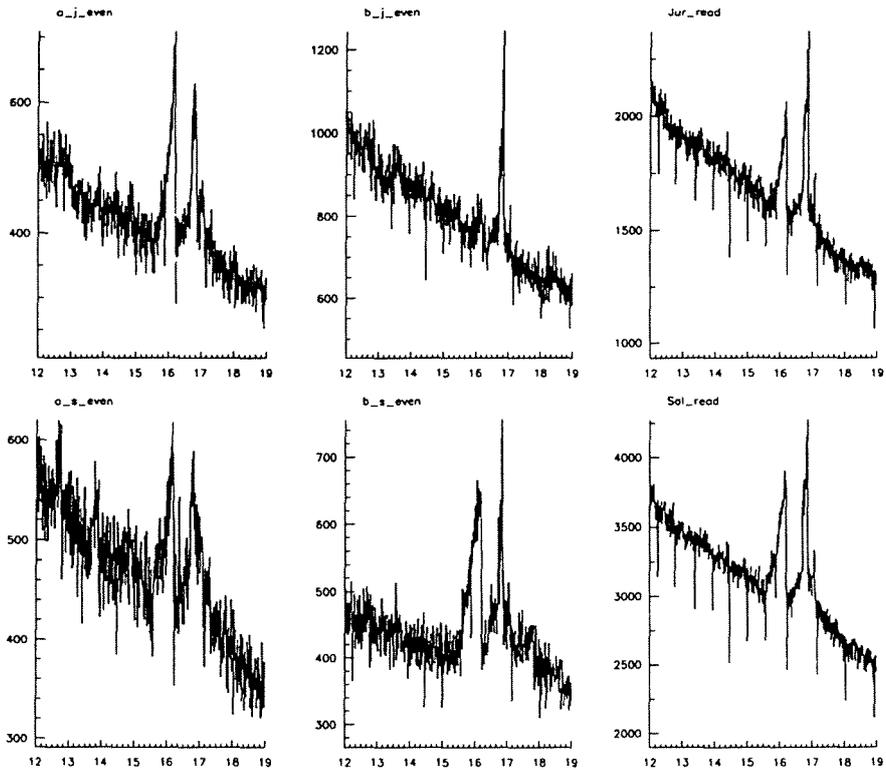


SAMBA : samba sums

Abbildung 9.11: Untergrundraten auf den SAMBA-Pads als Funktion der Zeit für A- bzw. B-Seite des Detektors und für hohe und niedrige Triggerschwelle. In der unteren Zeile die Ströme im Speicherring für Elektronen und Positronen.

ALEPH Online

from 6-AUG-1994 12:00 to 06-AUG-1994 19:00



Two left histograms: number of events seen in the corr. FADC's
Right histo: readout of the module containing the left FADC's

SAMBA : SAMBA WIRE Events

Abbildung 9.12: Auslesezyklen der FADC-Module (rechte Spalte) und Anzahl von identifizierten Signalen in den zugehörigen FADCs (X-Achse: Zeit[h], Y-Achse: Rate[Hz])

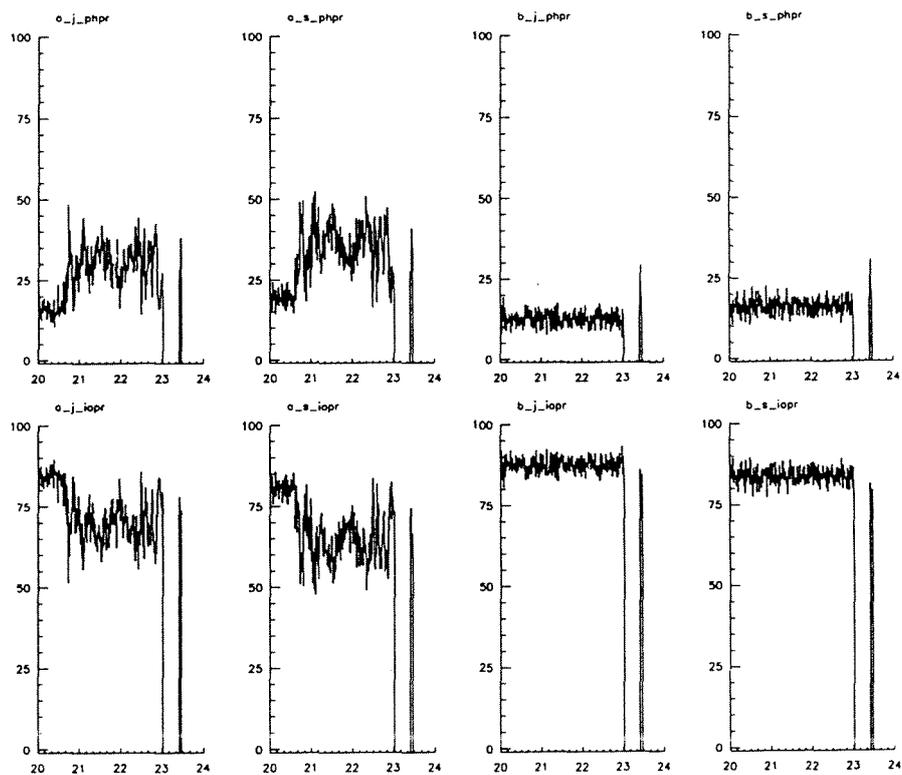
9.4 Erhöhter Photonenuntergrund mit anschließendem "Beam dump"

Auffällig ist in dem beobachteten Zeitraum ein deutlicher Anstieg des Photonenuntergrundes, jedoch interessanterweise nur auf der A-Seite des ALEPH-Detektors (Abb. 9.13). Einen Anstieg der Untergrundraten verzeichnen auch die SAMBA-Pads (Abb. 9.14). Anders als in Kap. 9.3 gehen die Untergrundraten jedoch nicht nach kurzer Zeit wieder zurück. Offenbar wurde der Anstieg entweder nicht registriert, oder er störte die Messung zunächst nicht in einem Maße, das eine Korrektur nötig erscheinen ließ.

Erst nach etwa 2 Stunden entschloß man sich, den Strahl zu vernichten. Der Grund dafür muß jedoch nicht unbedingt in dem höheren Strahluntergrund liegen. Denkbar ist auch, daß die Luminosität aufgrund des geringen Stroms im Speicherring nicht mehr ausreichend erschien (Abb. 9.15), und eine neue Füllung mit Elektronen und Positronen vorgenommen werden sollte.

ALEPH Online

from 6-AUG-1994 20:00 to 07-AUG-1994 00:00



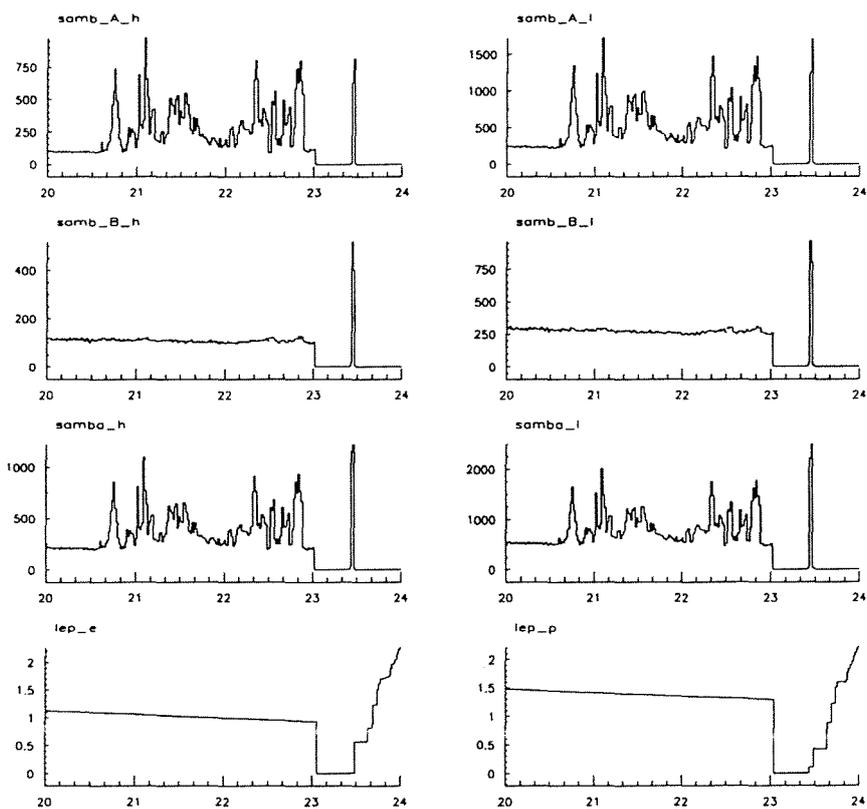
First row show the probabilities of photons in background, the second row the ones of minimum ionizing particles

BACKGROUND : SAMBA wire probabilities of partic. in backg.

Abbildung 9.13: Photonen und minimal ionisierende Teilchen im Strahluntergrund (X-Achse: Zeit[h], Y-Achse: Anteil γ [%] bzw. Anteil e^\pm [%])

ALEPH Online

from 6-AUG-1994 20:00 to 07-AUG-1994 00:00

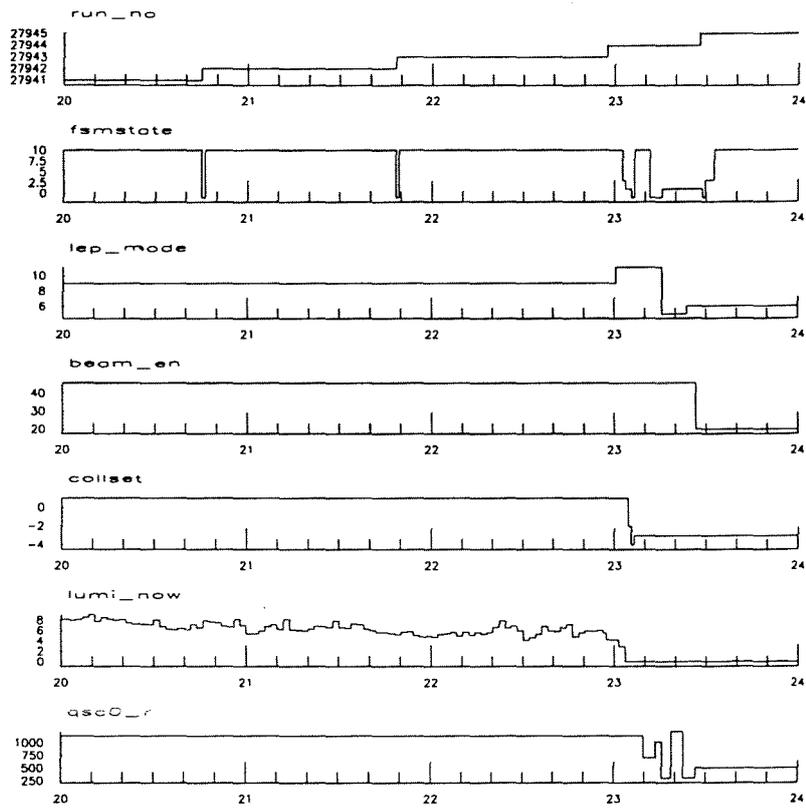


SAMBA : samba sums

Abbildung 9.14: Untergrundraten auf den SAMBA-Pads als Funktion der Zeit für A- bzw. B-Seite des Detektors und für hohe und niedrige Triggerschwelle. In der unteren Zeile die Ströme im Speicherring für Elektronen und Positronen.

ALEPH Online

from 6-AUG-1994 20:00 to 07-AUG-1994 00:00



RUN_MANAGER : status

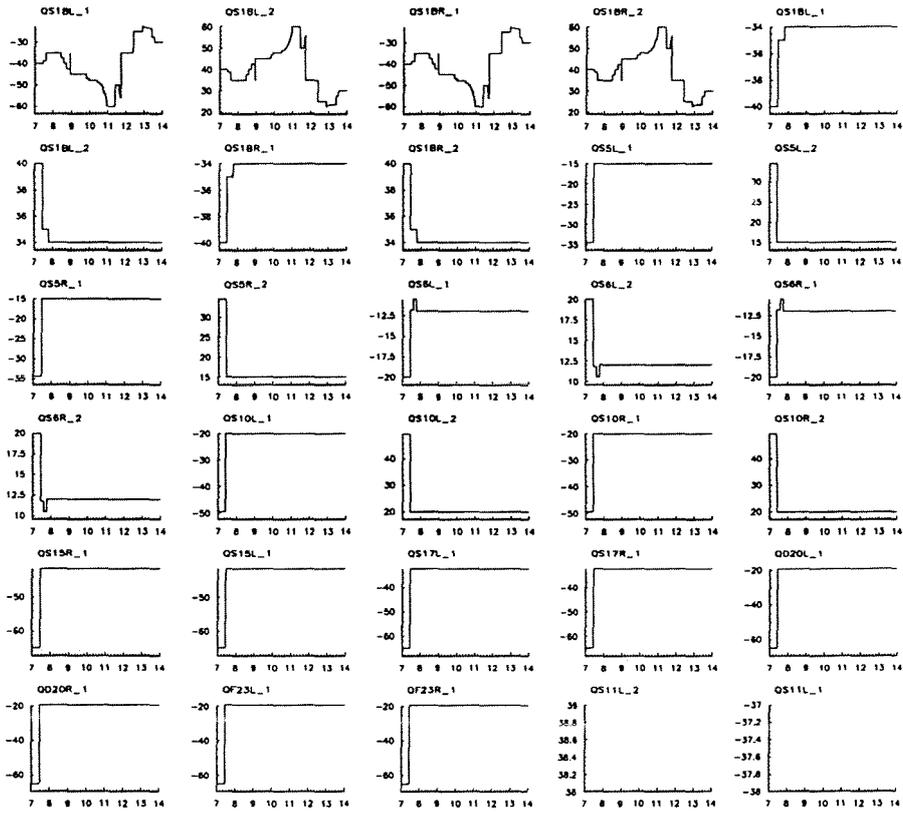
Abbildung 9.15: ALEPH Status-Informationen für den Zeitraum 20⁰⁰ – 24⁰⁰Uhr.

9.5 "Background MD"

Um den Strahluntergrund und seine Quellen besser untersuchen zu können, werden zur Zeit "Maschine developments" durchgeführt. Während dieser Phasen kann speziellen, mit dem Betrieb des Speicherrings korrelierten Fragen nachgegangen werden. So werden während einer "Background MD" z.B. die Stellungen der Kollimatoren variiert, um insbesondere Quellen von Synchrotronphotonen zu entdecken. Die im Detektor jeweils gesehenen Raten werden von den Untergrundmonitoren der verschiedenen Experimente überwacht. Die dargestellte MD diente vor allem dazu, den Einfluß der $\pm 8.5m$ vom Vertex entfernten Kollimatoren zu studieren. Abb. 9.16 zeigt die Stellung aller, das ALEPH-Experiment betreffenden Kollimatoren. Während der MD werden, ab etwa 10⁰⁰Uhr, die $\pm 8.5m$ -Kollimatoren sukzessive geöffnet. Deren Positionen zeigen die ersten vier Histogramme der obersten Zeile in Abb. 9.16. Dies hat einen Anstieg des Strahluntergrundes zur Folge. Die auf den SAMBA-Pads gemessenen Raten (Abb. 9.17) zeigen jedoch keine so signifikante Änderung wie die auf den Drähten gemessenen Wahrscheinlichkeiten für Photonen im Strahluntergrund (Abb. 9.18). Die zusätzlich in den Detektor gelangten Teilchen sind also hauptsächlich Photonen. Sobald (gegen 11⁴⁰Uhr) die Kollimatoren wieder mehr geschlossen werden, geht auch der Anteil der Synchrotronphotonen zurück. Interessant ist der starke Anstieg der Pad-Raten ab ca. 12³⁰Uhr. Der Anteil der Photonen am Strahluntergrund ist aber offenbar gleich geblieben, so daß die Vermutung nahe liegt, daß zu dieser Zeit lediglich ein deutlich höherer Teil an Strahlverlustteilchen den Detektor trifft.

ALEPH Online

from 15-AUG-1994 07:00 to 15-AUG-1994 14:00

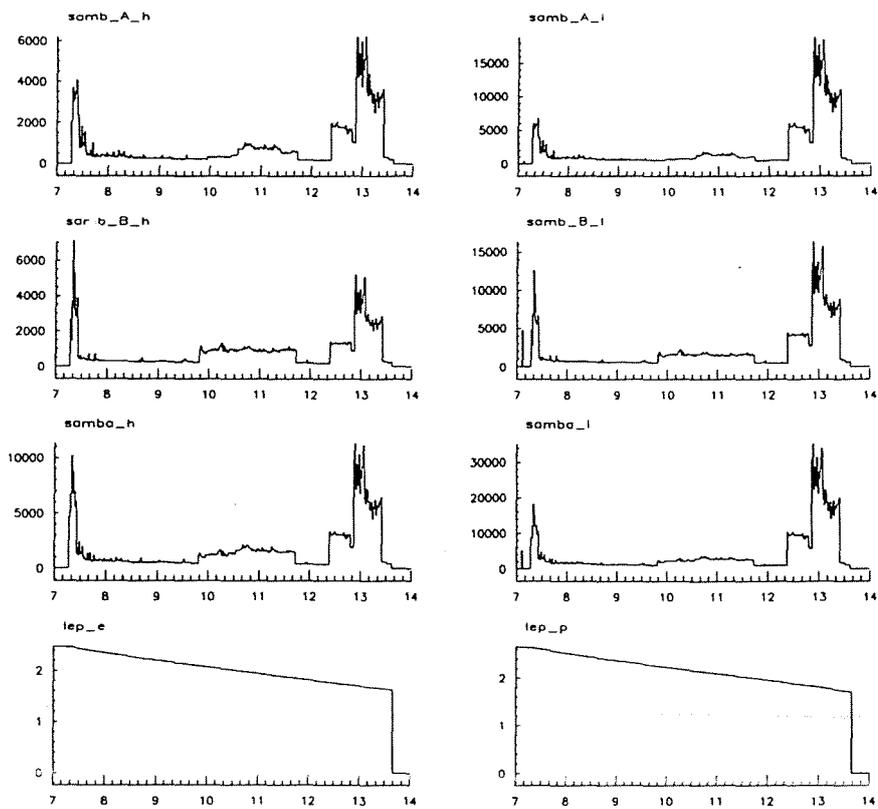


BACKGROUND : Coll: Point 4 collimators

Abbildung 9.16: Kollimatorstellungen am ALEPH-Experiment(X-Achse: Zeit[h])

ALEPH Online

from 15-AUG-1994 07:00 to 15-AUG-1994 14:00

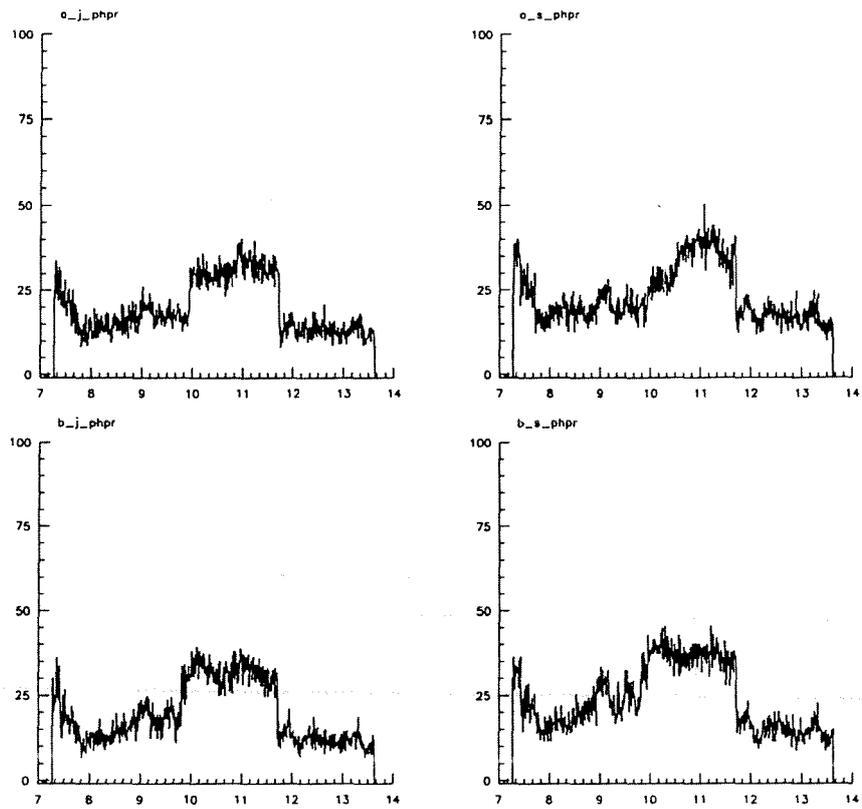


SAMBA : samba sums

Abbildung 9.17: Untergrundraten auf den SAMBA-Pads während der "Backgrund und MD" als Funktion der Zeit für A- bzw. B-Seite des Detektors und für hohe und niedrige Triggerschwelle. In der unteren Zeile die Ströme im Speicherring für Elektronen und Positronen.

ALEPH Online

from 15-AUG-1994 07:00 to 15-AUG-1994 14:00



SAMBA : SAMBA WIRE PHOTON Probabilities

Abbildung 9.18: Photonen im Strahluntergrund als Funktion der Zeit ($7^{00} - 14^{00}$ Uhr). Der relative Anteil von Photonen (%) ist für die Seiten A und B getrennt für Saleve- und Jura-Hälfte aufgetragen.

Kapitel 10

Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wird die Entwicklung und Inbetriebnahme der Drahtauslese des Untergrunddetektors SAMBA am ALEPH-Experiment beschrieben. Ziel der Arbeit war es, mit Hilfe des SAMBA-Detektors die verschiedenen Anteile des Strahluntergrundes zu unterscheiden. Hierzu wird zusätzlich zu der schon vorhandenen Auslese der Kathodenpads auch pro Detektor-Halbebene ein Hochspannungsdraht ausgelesen. Die Signale von den Drähten werden digitalisiert und von einer Analysesoftware weiterverarbeitet. Anhand des Verhältnisses aus Signalamplitude zu Signallänge können die ankommenden Teilchen als Photonen oder als minimal ionisierende Teilchen identifiziert werden. Die verwendete Identifikationsmethode zeichnet sich durch den geringen Rechenaufwand und hohe Wahrscheinlichkeiten für eine richtige Zuordnung der Teilchen aus. Im Einzelfall nimmt die Wahrscheinlichkeit für eine richtige Zuordnung Werte gemäß Tab. 10.1 an. In dem im Einsatz befindlichen Programm werden jeweils die letzten 300 Signale zur Berechnung der aktuellen Anteile herangezogen und diese mit einem statistischen Fehler von $\approx 5.8\%$ angegeben. Mit Hilfe der durchgeführten Kalibrationsmessung kann man auf die tatsächlich vorhandenen Anteile zurückschließen. Der Fehler dieser Umrechnung hängt von den erhaltenen Werten für minimal ionisierende Teilchen und Photonen im Strahluntergrund ab. Nach einer Multiplikation mit den Padraten erhält man eine Information über die Raten im Strahluntergrund. Somit kann man die verschiedenen Anteile des Strahluntergrundes auch quantitativ unter verschiedenen Strahlbedingungen einschätzen.

Zusätzlich zu diesen Informationen kann man weitere interessante Daten, wie z.B. die Ankunftszeit der Teilchen am Detektor, deren Amplitude, Länge und deponierte Ladung, erhalten. Nützlich ist dieses Wissen für Vorabkalkulationen

Korrekt identifizierte e^\pm :	$(83.1 \pm 2.2)\%$
Korrekt identifizierte Photonen:	$(83.2 \pm 2.2)\%$

Tabelle 10.1: Identifikationswahrscheinlichkeit (gemittelt über alle FADCs)

des Strahluntergrundes, den man nach dem Ausbau des LEP auf eine höhere Schwerpunktsenergie erwartet. Um die Daten für jeden zugänglich zu machen, werden sie regelmäßig an den ALEPH-Histogram-Presenter übergeben. Dieses Programmpaket sorgt für eine Speicherung der Daten, und erlaubt die Darstellung in Form von Histogrammen auf einem Computermonitor.

Durch Änderungen der Software ist es prinzipiell möglich, einen der Anteile im Strahluntergrund mit großer Reinheit zu messen. Die Effizienz ist in diesem Fall sicher sehr klein. Aufgrund der dabei erwarteten systematischen Fehler kann eine solche Messung keine Aussagen über die Anteile von Elektronen und Photonen liefern. Sie bietet jedoch die Möglichkeit, charakteristische deponierte Energien oder andere Größen der untersuchten Teilchensorte zu bestimmen.

Zudem ist das durchgeführte Verfahren auch für den Einsatz in einem neu zu entwickelnden Untergrunddetektor von Interesse. Durch den Einbau von Masken wird voraussichtlich noch 1995 ein Neubau nötig.

Bei den Kalibrationsmessungen mußte die Einstrahlung von Photonen mit einer Quelle simuliert werden. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Photonen auch im normalen Betrieb senkrecht in den Detektor eintreten. Nach neueren Simulationen, die von Herrn Gerd Lutters am CERN durchgeführt werden, trifft diese Annahme aber nur in einem Teil der Fälle zu. Die Signale der Photonen können also mit der γ -Quelle nur unzureichend simuliert werden. Hier sind Änderungen, die zu einer Verbesserung der Kalibration führen, denkbar. Optimal wäre eine automatische Kalibration der Parameter mit Hilfe von Strahlraten während bekannter Strahlbedingungen.

Die zusätzliche Drahtauslese liefert die gewünschten Informationen über die Zusammensetzung des Strahluntergrundes. Effekte, wie z.B. eine leicht erhöhte Anteil an Photonen, für die andere Detektoren nicht sensitiv sind, können erkannt werden. Zusammen mit der Online-Darstellung der Ergebnisse stellt die Drahtauslese für die Experten, die den Strahluntergrund am ALEPH-Experiment untersuchen, ein nützliches Werkzeug dar, um zu einem besseren Verständnis der beobachteten Effekte, und damit zu besseren Voraussagen für den Betrieb von LEP200 zu gelangen.

Anhang A

Elektronik

Für den Transport der Signale über ein 30m langes "Twisted-Pair"-Kabel muß eine Verstärkung und Impedanzanpassung vorgenommen werden. Hierzu wird der Videoverstärker NE 592 der Firma SIGNETICS verwendet. Er zeichnet sich durch eine große Bandbreite ($\leq 120\text{MHz}$) und einen differentiellen Ausgang aus. Zudem ist die Verstärkung in weiten Grenzen wählbar, was eine gute Anpassung an den nachgeschalteten FADC erlaubt. Die Beschaltung des NE 592 zeigt Abb. A.1.

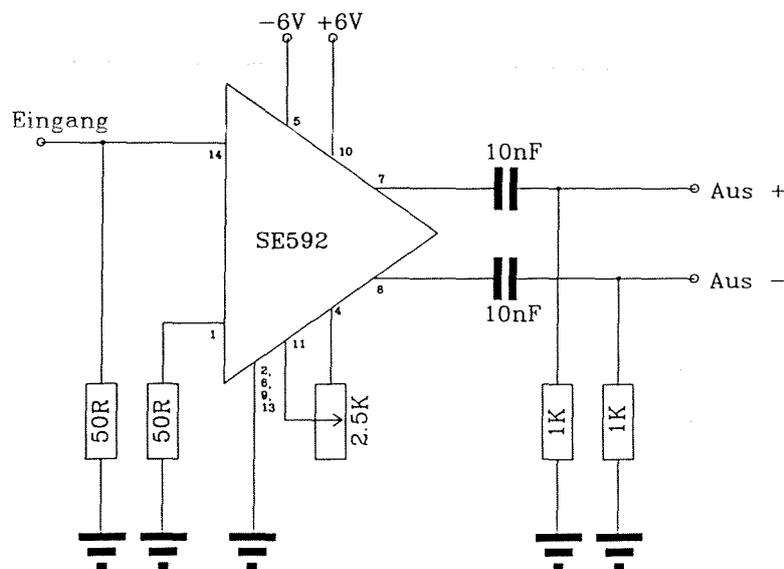
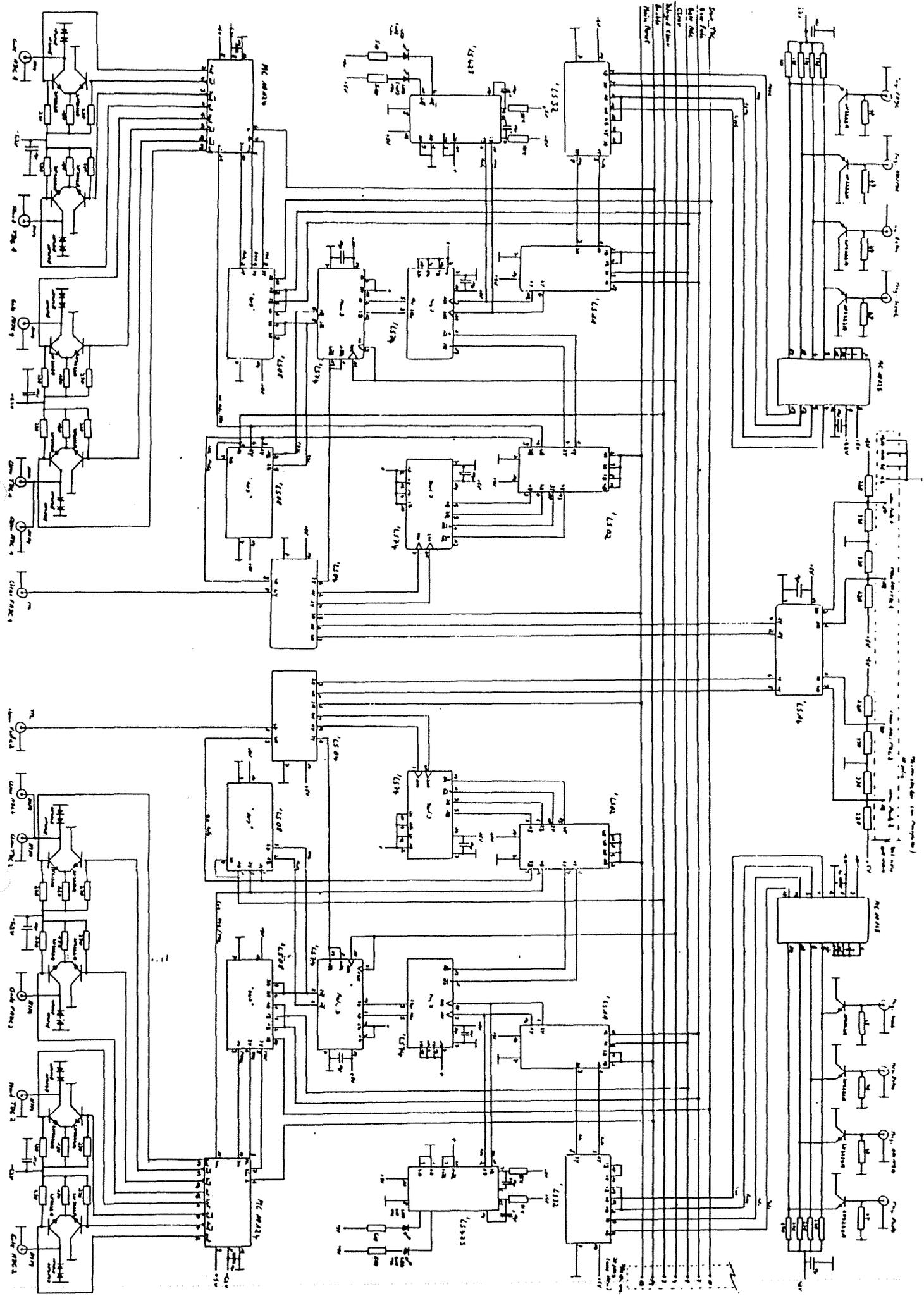
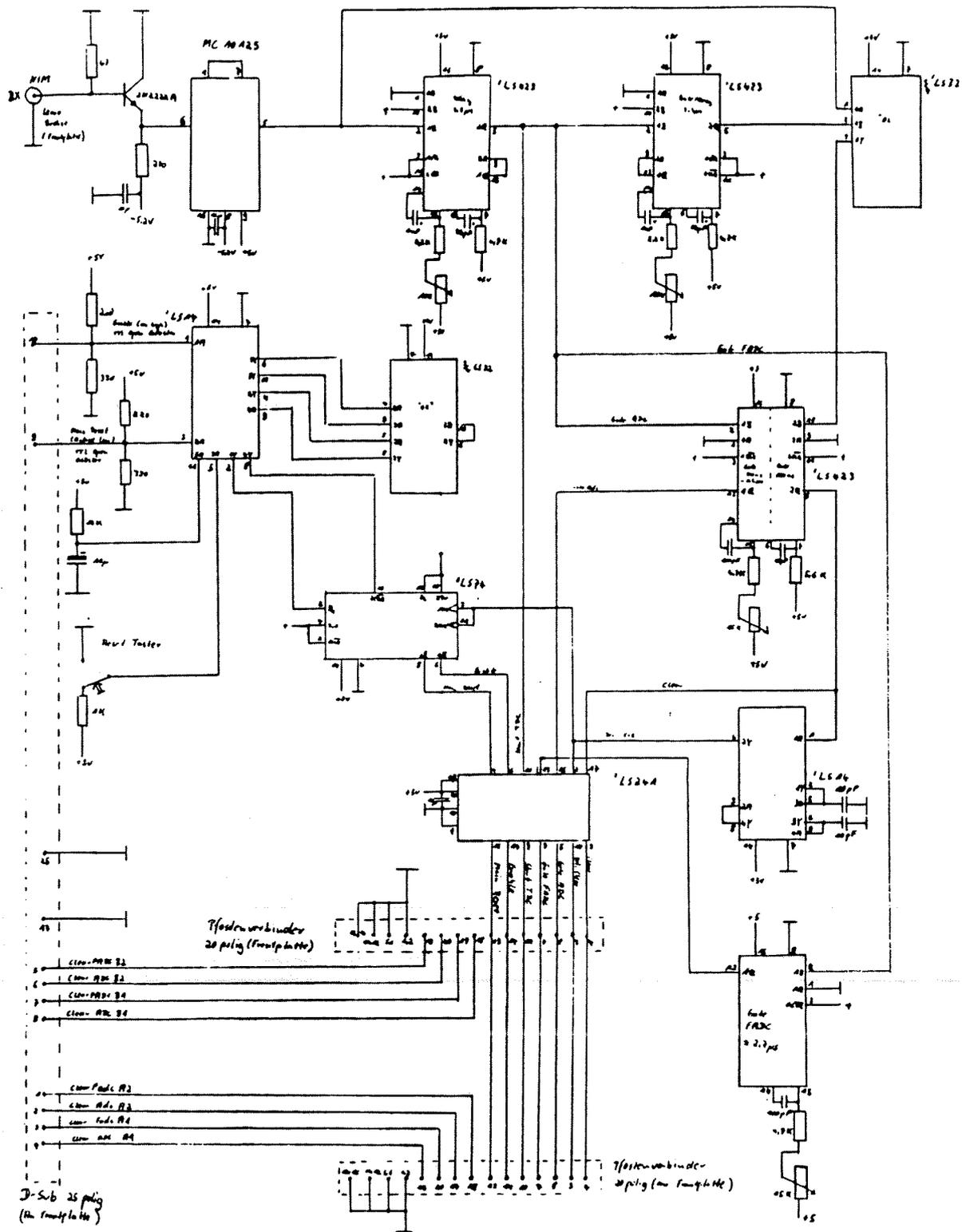


Abbildung A.1: Beschaltung des Videovorverstärkers NE 592 ([15])

Abbildung A.2: Schaltung der Triggerlogik





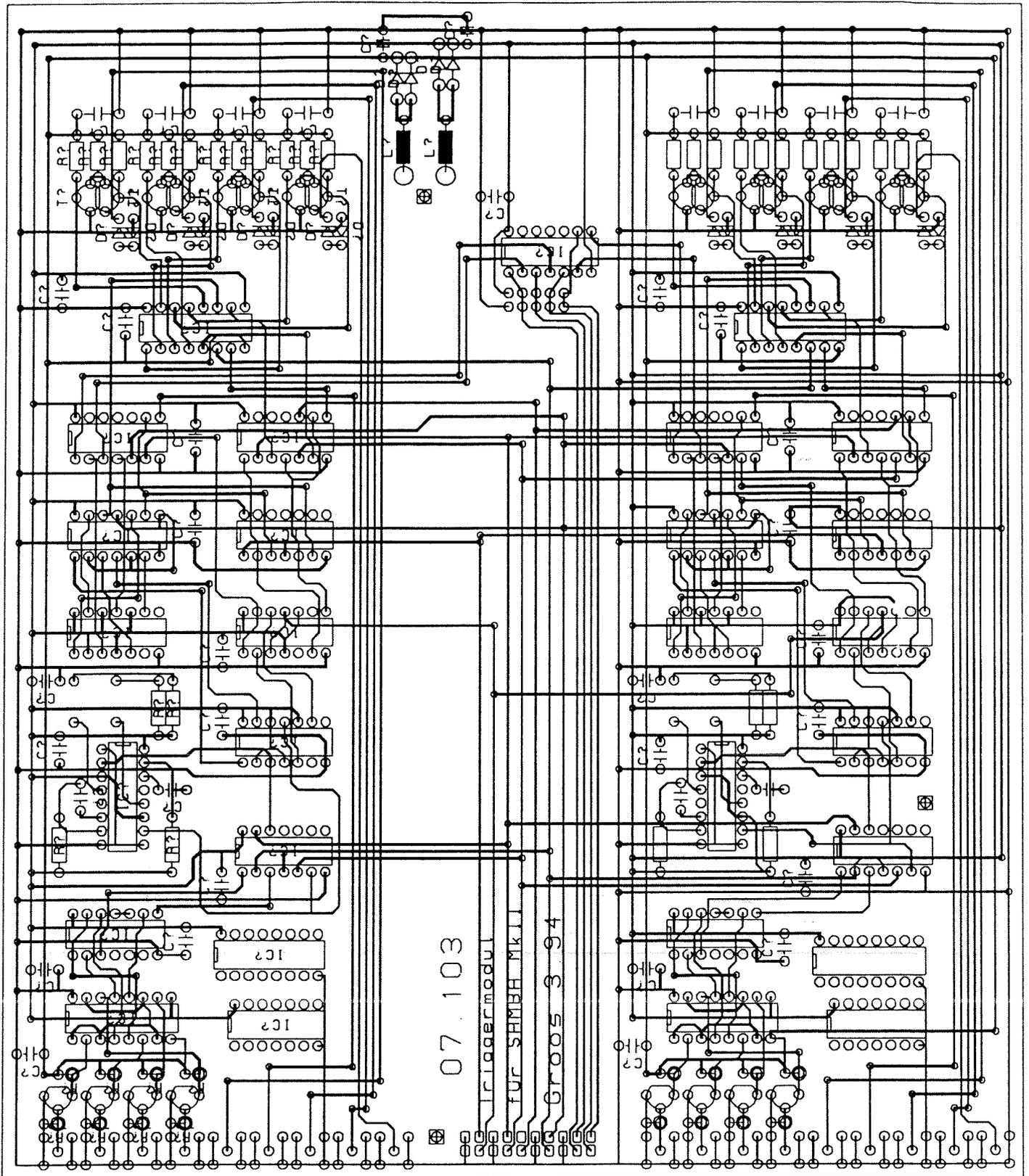
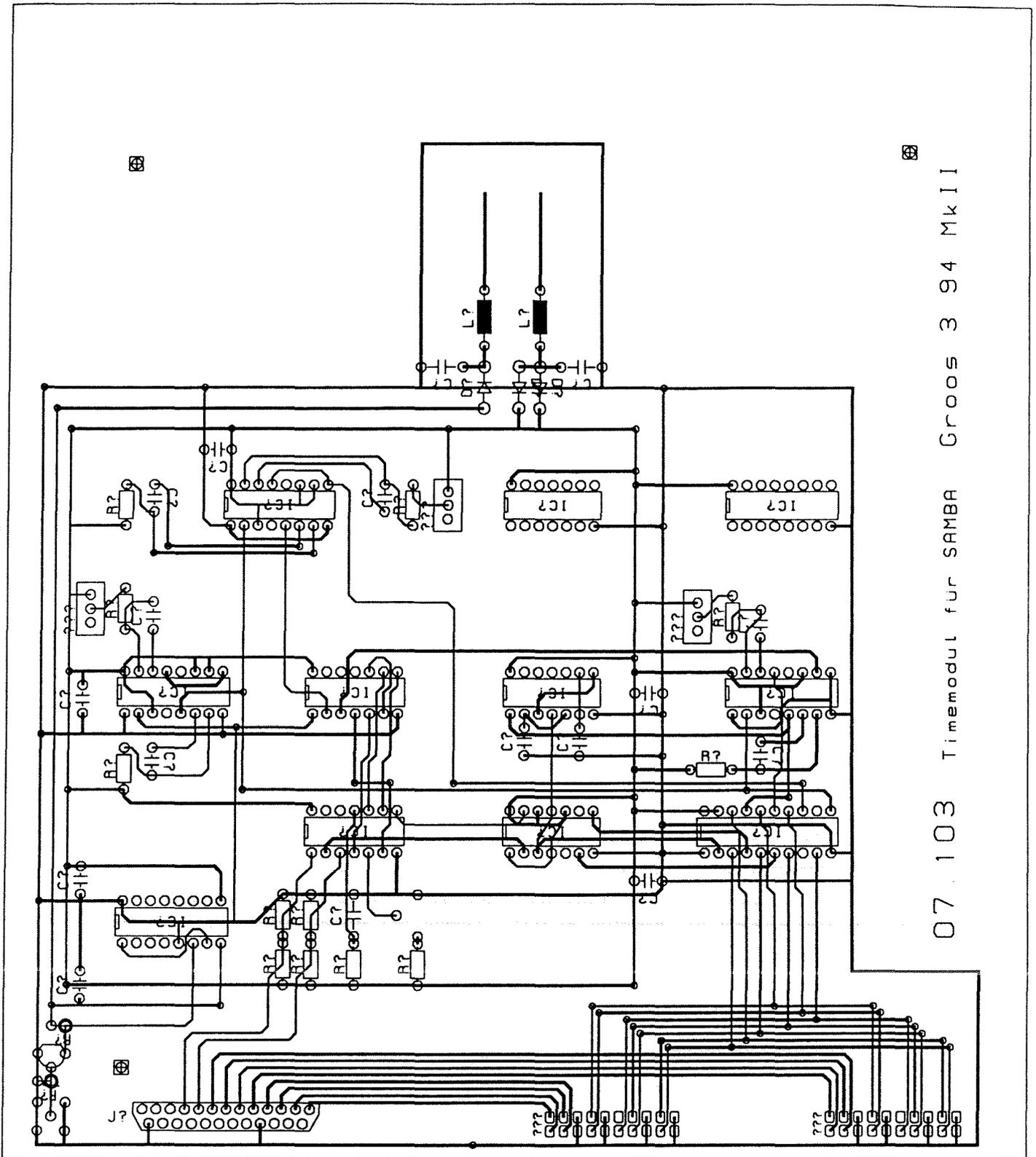


Abbildung A.4: Layout der Triggerlogik



07 103 Timemodul für SAMBA Groos 3 94 MkII

Abbildung A.5: Layout der Logik zur Erzeugung der Steuerzeiten

Anhang B

Software

Für die Auslese und Analyse der FADC-Daten wird ein VME-Controller verwendet. Dieser ist unter dem INTERNET-Namen SPRP01 von jedem Computer des Online-Clusters aus zu erreichen. Unter dem Betriebssystem OS9 wurde das Programm "bgprob" für die Auslese und Verarbeitung der Daten in C entwickelt. Auf dem Online-VAXCluster ist das Programm "samwir" für den Empfang der Ergebnisse vom VME-Controller, deren Speicherung, und weitere Berechnungen zuständig. Es ist in FORTRAN unter dem Betriebssystem VMS geschrieben.

Die vom VME-Controller berechneten Werte werden mittels AMS-Befehlen (Aleph-Message-System) an eine VAX-Workstation (INTERNET-Name: AL0W32) übergeben. Dort geschieht die Umrechnung auf die tatsächlichen Raten sowie die Speicherung der Werte in Form von "Timecharts", die von dem ALEPH-Histogram-Presenter, einer Standardsoftware zur Darstellung von Histogrammen, gelesen werden können. Im VME-Controller werden interessante Größen der gesammelten Daten histogrammiert. Der ALEPH-Histogram-Presenter kann direkt auf diesen Speicherbereich des Controllers zugreifen, und die Daten anzeigen. Sobald sich die ALEPH-Runnummer ändert, werden die Histogramme gespeichert und zurückgesetzt. Die Runnummer wird von der VAX-Workstation an den VME-Controller übergeben.

Genauere Informationen über die Programme sowie über die nötigen Schritte zu deren Start sind auf dem OS9-Cluster im Verzeichnis `:/usr/samba/wires` unter dem Namen "How_to_use_wires.text" zu finden.

Zur Darstellung des ALEPH-Histogram-Presenters auf einem Computer außerhalb des Online-VAXClusters sollten folgende Schritte ausreichen:

- Login auf einer Maschine des Online-VAXClusters
- Eingabe folgender Befehle
 - ▷set display/create/node=INTERNET-Nummer/transport=tcPIP
 - ▷pres dev

Abbildungsverzeichnis

2.1	Datenweg bei der Drahtauslese	6
2.2	Zur Signaltreue des Vorverstärkers	7
2.3	Erzeugung der benötigten Steuerzeiten	9
2.4	Logik zur Triggerung von FADC, ADC und TDC	10
4.1	Photoeffekt im Detektorgas	17
4.2	Wirkungsquerschnitte verschiedener Wechselwirkungen von Photonen mit Materie	18
4.3	Ionisation entlang der Spur eines Elektrons	19
4.4	Bremsstrahlungsspektrum	20
5.1	Einzelsignal von Myon und Photon	23
5.2	Die Signale von minimal ionisierenden Teilchen liegen oft nur wenig über dem Detektorrauschen	25
5.3	Einfluß der Amplitude für das Signalende auf die Teilchenerkennung	27
5.4	Doppelstruktur bei minimal ionisierenden Teilchen	27
5.5	Hochfrequentes Störsignal	28
6.1	Aufbau für die Kalibrationsmessung von Photonen im Labor	30
6.2	Aufbau für die Kalibrationsmessung von Myonen im Labor	31
6.3	Signalamplituden von Myonen und Photonen	32
6.4	Signallängen von Myonen und Photonen	33
6.5	Signalamplituden und -längen für Myonen und Photonen	33
6.6	Verhältnis $\frac{\text{Signalamplitude}}{\text{Signallänge}}$ von Myonen und Photonen	34
7.1	Photonenanteil bei "Stable beam" gemessen mit FADC-Modul-0	36
7.2	Photonenanteil bei "Stable beam" gemessen mit FADC-Modul-1	36
7.3	Anzahl von identifizierten Teilchen als Funktion verschiedener Parameter	38
7.4	Wahrscheinlichkeit einer korrekten Identifikation als Funktion verschiedener Parameter	39
7.5	Signalamplituden und -längen für Photonen und minimal ionisierende Teilchen	41
7.6	Identifikationswahrscheinlichkeit für Photonen und minimal ionisierende Teilchen	42

7.7	Wechselwirkungswahrscheinlichkeit für Photonen	45
7.8	Maximale Reichweite von Elektronen	46
8.1	Teilchenraten nach Reskalierung	52
8.2	Relativer Fehler in Abhängigkeit vom Photonenanteil	54
9.1	Anteil von Photonen am Strahluntergrund	58
9.2	ALEPH-Status Informationen	59
9.3	Untergrundraten auf den SAMBA-Pads	60
9.4	Histogramme identifizierter Teilchen	61
9.5	Anteil von Photonen am Strahluntergrund	63
9.6	Auslesezyklen und identifizierte Signale	64
9.7	Untergrundraten auf den SAMBA-Pads	65
9.8	Histogramme identifizierter Teilchen	66
9.9	Anteil von Photonen am Strahluntergrund	68
9.10	ALEPH-Status Informationen	69
9.11	Untergrundraten auf den SAMBA-Pads	70
9.12	Auslesezyklen und identifizierte Signale	71
9.13	Anteil von Photonen und minimal ionisierenden Teilchen am Strahl- untergrund	73
9.14	Untergrundraten auf den SAMBA-Pads	74
9.15	ALEPH-Status Informationen	75
9.16	Kollimatorstellungen am ALEPH-Experiment	77
9.17	Untergrundraten auf den SAMBA-Pads("Background MD")	78
9.18	Anteil von Photonen am Strahluntergrund	79
A.1	Beschaltung des Videovorverstärkers NE 592	82
A.2	Schaltung der Triggerlogik	83
A.3	Schaltung der Logik zur Erzeugung der Steuerzeiten	84
A.4	Layout der Triggerlogik	85
A.5	Layout der Logik zur Erzeugung der Steuerzeiten	86

Tabellenverzeichnis

4.1	Energieabhängigkeit des Photonennachweises in SAMBA	18
6.1	Identifikationswahrscheinlichkeit der Labormessung	34
7.1	Zuordnung der FADCs zu den SAMBA-Halbebenen	37
7.2	Parameterwahl im Analyseprogramm	40
7.3	Schnittparameter und Identifikationswahrscheinlichkeit der FADCs	40
7.4	Wahrscheinlichkeiten, bei Photon-Nachweis ein Elektron bzw. ein Photon im Argon zu erhalten	48
10.1	Identifikationswahrscheinlichkeit (gemittelt über alle FADCs) . . .	80

Literaturverzeichnis

- [1] Gerd Lutters, Diplomarbeit, Siegen, 1992
- [2] Gerd Lutters, persönliche Mitteilungen, 1994
- [3] Luděk Smolík, persönliche Mitteilungen, 1994
- [4] Klaus Wille: Physik der Teilchenbeschleuniger und Synchrotronstrahlungsquellen, Teubner, Stuttgart, 1992
- [5] LEP Technical notebook, CERN 1989
- [6] Bruno Rossi: High-energy particles, Prentice Hall, 1956
- [7] J. W. Robinson, Handbook of Spectroscopy (Volume 1), CRC Press, 1979
- [8] Gustav Hertz, Lehrbuch der Kernphysik(Band 1), Teubner, 1966
- [9] H. Fischle, J. Heintze, B. Schmidt, Experimental Determination of Ionisation Cluster Size - Distributions in Counting Gases (Phys. Institut der Univers. Heidelberg)
- [10] G. Musiol, J. Ranft, R. Reif, D. Seeliger: Kern- und Elementarteilchenphysik, VCH, Weinheim, 1988
- [11] P. Marmier: Kernphysik 1, Verlag der Fachvereine an den schweiz. Hochschulen, Zürich, 1980
- [12] Hanno Rüb, Diplomarbeit, Siegen 1993
- [13] Claus Grupen, Vorlesungsskript Teilchendetektoren, Siegen 1992
- [14] Erich Feigl, Diplomarbeit, Siegen 1992
- [15] Datenblatt zum SE592, SIGNETICS

Danksagung

Herrn Prof. Dr. Claus Grupen danke ich für die Themenstellung und die gute Betreuung der Arbeit.

In besonderem Maße möchte ich mich bei Herrn Dr. Luděk Smolík für die gute Betreuung der Arbeit bedanken.

Der Siegener ALEPH - Gruppe, insbesondere Herrn Prof. Dr. S. Brandt, Dr. A. Böhler, Ped. o Saraiva, Gerd Lutters, Frank Stephan und Fred Leonhardt danke ich für viele hilfreiche Vorschläge.

Die Herren Dr. Ulrich Werthenbach und Markus Schild haben ebenfalls durch Anregungen zum Gelingen der Arbeit beigetragen.

Ohne die Hilfe von Herrn Markus Joos von der CERN CN-Division wäre die zügige und erfolgreiche Inbetriebnahme und Programmierung des benutzten Computers (FIC8234) nicht möglich gewesen.

Für die kritische Durchsicht dieser Arbeit danke ich Dr. Luděk Smolík und Dr. Armin Böhler.

Ganz besonderer Dank gilt meinen Eltern, die mir durch ihre Unterstützung das Studium ermöglicht haben.

Erklärung

Hiermit erkläre ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und Ergebnisse anderer Autoren als solche kenntlich gemacht habe.

Siegen, September 1994

(Andreas Groos)